

# Nachweis von vorwärtsgestreuten Protonen in photoninduzierten Reaktionen am Nukleon

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Karsten Koop

aus

Bonn

Bonn, November 2014



Angefertigt mit Genehmigung der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn  
[http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss\\_online](http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online) elektronisch publiziert.

1. Gutachter:	Prof. Dr. K.-T. Brinkmann
2. Gutachter:	Prof. Dr. U. Thoma
Tag der Promotion:	6.3.2015
Erscheinungsjahr:	2015





## **Zusammenfassung**

Die Untersuchung von Anregungsspektren von Hadronen kann zum besseren Verständnis der starken Wechselwirkung beitragen. Eine Methode ist die Photoproduktion von Mesonen am Nukleon. Aufgrund der Breite der angeregten Zustände ist eine Betrachtung von Polarisationsobservablen hilfreich, um sich überlagernde Zustände trennen zu können. In dieser Arbeit wird ein Experiment zur Untersuchung der Polarisation des Rückstoßprotons vorgestellt.

Der hier vorgestellte Aufbau ist Teil des BGO-OD-Experiments am Elektronenbeschleuniger ELSA der Universität Bonn. BGO-OD besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter, das das Target umschließt, mehreren Spurdetektoren in Vorwärtsrichtung und einem Dipolmagnet zur Impulsmessung von geladenen Teilchen. Der vorgestellte Detektor befindet sich unmittelbar hinter dem Flüssigwasserstofftarget.

Um die Polarisation der Rückstoßprotonen bestimmen zu können, werden diese an einem Analysator gestreut, wobei die Verteilung der Streuwinkel polarisationsabhängig ist. In dieser Arbeit wurde ein Detektor entwickelt, um die Spur der geladenen Teilchen vor und hinter dem Target und damit den Streuwinkel zu bestimmen. Weiterhin wurden Simulationen durchgeführt, die die Realisierbarkeit des Experimentes zeigen.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Quarks und Hadronen . . . . .	1
1.1.1. Starke Wechselwirkung . . . . .	2
1.1.2. Baryonen und Mesonen . . . . .	2
1.1.3. Baryonspektrum . . . . .	3
1.2. Multipole . . . . .	6
1.3. Partialwellen . . . . .	7
1.4. Polarisationsobservablen . . . . .	8
1.5. Partialwellenanalyse . . . . .	10
1.6. Messung der Rückstoßpolarisation . . . . .	10
<b>2. Das BGO-OD-Experiment an ELSA</b>	<b>15</b>
2.1. ELSA . . . . .	15
2.2. BGO-OD . . . . .	16
2.2.1. Strahlerzeugung und Tagger . . . . .	16
2.2.2. Target . . . . .	18
2.2.3. BGO-Ball . . . . .	19
2.2.4. MWPCs . . . . .	19
2.2.5. MRPC . . . . .	20
2.2.6. MOMO und SciFi2 . . . . .	21
2.2.7. Magnet . . . . .	22
2.2.8. Driftkammern . . . . .	23
2.2.9. ToF . . . . .	24
2.2.10. FluMo . . . . .	24
<b>3. Detektor</b>	<b>27</b>
3.1. Anforderungen . . . . .	27
3.2. Detektion von geladenen Teilchen . . . . .	27
3.3. Silizium-Streifen-Sensoren . . . . .	30
3.4. Ortsauflösung . . . . .	32
3.5. Energieauflösung . . . . .	33
3.5.1. Fano-Faktor . . . . .	34
3.5.2. Rauschen . . . . .	34
3.5.3. Zufallskoinzidenzen . . . . .	36
3.6. Strahlenschäden . . . . .	37
3.7. Vorstudien . . . . .	39

3.8.	Verwendete Sensoren . . . . .	40
3.9.	Front-End-Chip APV25-S1 . . . . .	41
3.10.	Detektorsystem . . . . .	44
3.10.1.	Sensor-Platine . . . . .	45
3.10.2.	Versorgungsspannung und Signalleitung . . . . .	48
<b>4.</b>	<b>Simulationen</b>	<b>49</b>
4.1.	Materialbelegung . . . . .	49
4.2.	Winkelabdeckung . . . . .	51
4.2.1.	Proton-Winkelverteilung . . . . .	51
4.3.	Auflösung . . . . .	52
4.3.1.	Vergleich der simulierten mit gemessenen Daten . . . . .	57
4.3.2.	Eta-Verteilung . . . . .	57
4.4.	Rückstoßpolarisation . . . . .	59
4.4.1.	Rekonstruktion simulierter Ereignisse . . . . .	60
4.4.2.	Streutargetlänge . . . . .	61
4.5.	Verwendung als Vertex-Detektor . . . . .	63
4.6.	Strahlenbelastung . . . . .	66
<b>5.</b>	<b>Auslesesystem</b>	<b>69</b>
5.1.	Digitalisierung . . . . .	69
5.2.	Verarbeitung im FPGA . . . . .	69
5.2.1.	Phasenverschiebung . . . . .	69
5.2.2.	Verarbeitung der ADC-Daten . . . . .	70
5.2.3.	Ausleserate . . . . .	72
5.3.	Datenerfassungssystem . . . . .	73
5.3.1.	Testmessungen . . . . .	73
5.3.2.	BGO-OD . . . . .	75
<b>6.</b>	<b>Testmessungen</b>	<b>79</b>
6.1.	FPGA-Verarbeitung . . . . .	79
6.1.1.	Subtraktion der Baseline . . . . .	79
6.1.2.	Berechnung von Pedestal und Rauschen . . . . .	79
6.1.3.	Getroffene Streifen . . . . .	80
6.2.	Testmessung mit Sensorplatine . . . . .	82
6.2.1.	Kalibrierung . . . . .	82
6.2.2.	Messung mit Sr90 . . . . .	83
6.2.3.	Optimierung der Shapingzeit . . . . .	85
6.3.	Messungen im Proton-Strahl von COSY . . . . .	87
6.3.1.	Energieverlust . . . . .	87
6.3.2.	Depletion und Rauschen . . . . .	88
6.3.3.	Elastische Streuung von Protonen . . . . .	89
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>93</b>

# 1. Einleitung

## 1.1. Quarks und Hadronen

Nach heutigem Verständnis der Teilchenphysik gibt es vier fundamentale Kräfte, wobei die Gravitation und die elektromagnetische Wechselwirkung langreichweitig sind, während die schwache und die starke Wechselwirkung nur über kurze Reichweiten der Größenordnung 0,1 fm bzw. 2,5 fm wirken.

Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die im Unterschied zu den anderen Wechselwirkungen selbst eine Ladung tragen, die als „Farbe“ bezeichnet wird. Es gibt drei Ausprägungen dieser *Farbladung*, die als Rot, Grün und Blau bezeichnet werden.

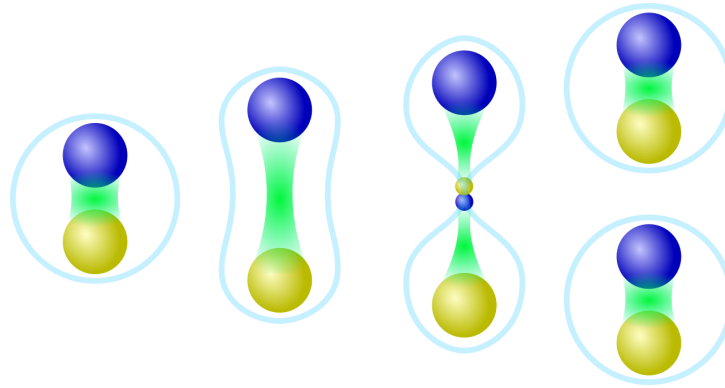
Im Standardmodell der Teilchenphysik gibt es sechs Quarksorten, die in drei Generationen eingeteilt werden und sich in ihren Ladungen und Massen unterscheiden (Tabelle 1.1), sowie die zugehörigen Antiquarks. Während Quarks eine Farbe als Ladung tragen, tragen die Antiquarks entsprechend *Antifarbe*.

	Ladung [e]	Masse [MeV/ $c^2$ ]
up	$2/3$	$2,3^{+0,7}_{-0,5}$
down	$-1/3$	$4,8^{+0,7}_{-0,3}$
charm	$2/3$	$1275 \pm 25$
strange	$-1/3$	$95 \pm 5$
top	$2/3$	$173070 \pm 520 \pm 720$
bottom	$-1/3$	$4180 \pm 30$

**Tabelle 1.1.:** Eigenschaften der Quarks, nach [PDG12].

Es lassen sich nur Teilchen mit neutraler Farbladung beobachten, was sich durch die Farbladung der Gluonen erklären lässt: Durch die Wechselwirkung der Gluonen untereinander entsteht bei Separation von zwei Quarks ein Flussschlauch, dessen potentielle Energie bei zunehmendem Abstand der Quarks soweit ansteigt, bis er unter Paarbildung von neuen Quarks zerreißt (Abbildung 1.1). Die Tatsache, dass einzelne Quarks nie als freie Teilchen beobachtet wurden, wird als *Confinement* (Einschluss) bezeichnet.

Unter Berücksichtigung der Bedingung der Farbneutralität lassen sich zunächst zwei Arten von Teilchen bilden: Die Kombination aus einem Quark und einem Antiquark mit passender Farbe und Antifarbe, die als Meson bezeichnet wird, und die Kombination von drei Quarks der Farbladungen Rot, Grün und Blau, die



**Abbildung 1.1.:** Versucht man Quarks eines Hadrons, hier am Beispiel eines Mesons, voneinander zu trennen, so erhöht sich die potentielle Energie des Gluonen-Flussschlauchs proportional zu deren Abstand, bis diese schließlich ausreicht, ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Diese neu erzeugten Quarks sind dann wieder an die beiden ursprünglichen Quarks gebunden, so dass nie freie Quarks entstehen können.

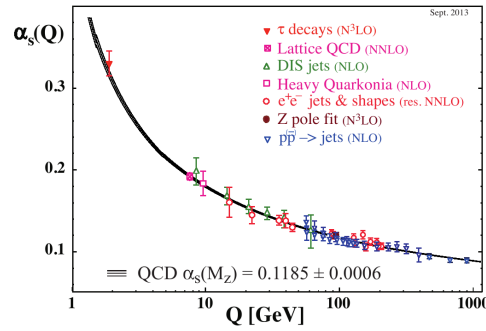
als Baryon bezeichnet wird, zu denen auch Proton und Neutron gehören. Experimentell wurden eine Reihe von Mesonen und Baryonen entdeckt und untersucht. Darüber hinaus gibt es weitere Möglichkeiten, farbneutrale Objekte zu bilden, wie die Kombination von je zwei Quarks und Antiquarks [Mat07, Chi13], deren experimentelle Beobachtung vermutet wird, aber nicht abschließend geklärt ist.

### 1.1.1. Starke Wechselwirkung

Das Potential der starken Wechselwirkung hat bei kleinen Abständen einen Verlauf ähnlich dem der Coulomb-Wechselwirkung; bei größeren Abständen führt dagegen die Selbstwechselwirkung der Gluonen zu einem linear ansteigenden Verlauf. Dies kann auch als Anstieg der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung interpretiert werden (Abbildung 1.2). Durch den Anstieg der Kopplungskonstante bei großen Abständen bzw. niedrigen Energien ist eine störungstheoretische Berechnung nicht mehr möglich. Entsprechend ist die theoretische Beschreibung der beobachteten hadronischen Zustände schwierig und bis heute nur unbefriedigend möglich.

### 1.1.2. Baryonen und Mesonen

Die Masse der aus den drei leichten Quarks bestehenden Hadronen ist nur zu einem geringen Teil durch die Masse der Quarks verursacht. Einen wesentlich größeren Anteil hat die Bindungsenergie, die durch die starke Wechselwirkung verursacht wird. Insbesondere die Masse von Up- und Downquark ist klein gegen



**Abbildung 1.2.:** Verlauf der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung gegen die Energieskala (aus [PDG12]). Bei niedrigen Energien steigt die Kopplung stark an, was zum Confinement führt und eine perturbative Berechnung unmöglich macht.

die Masse der sie enthaltenden Baryonen. So haben Proton und Neutron fast die gleiche Masse und unterscheiden sich im wesentlichen durch ihre Ladung. Man kann daher Proton und Neutron als zwei Ausprägungen des gleichen Teilchens, des Nukleons, ansehen. Als Quantenzahl, die dieses Verhalten beschreibt, wurde daher der *Isospin* eingeführt [Hei32], wobei das Nukleon einen Isospin  $1/2$  hat, und die dritte Komponenten des Isospin  $I_3$  für das Proton  $1/2$  und das Neutron  $-1/2$  ist. Für andere Hadronen lässt sich dies verallgemeinern, indem man dem Up-Quark den Isospin  $I_3 = 1/2$  und dem Down-Quark  $I_3 = -1/2$  zuweist, für Antiteilchen jeweils mit umgekehrten Vorzeichen.

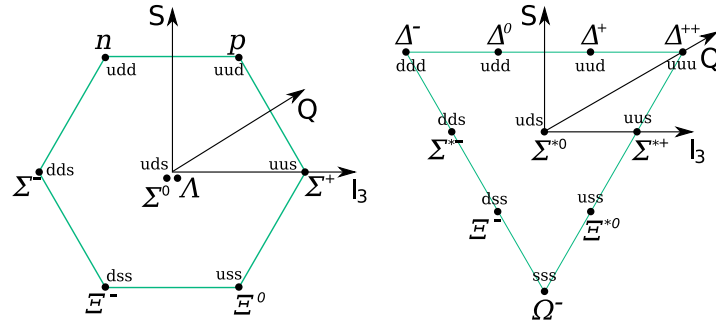
Strangequarks tragen keinen Isospin, sondern *Strangeness*. Diese ist definiert als die negative Anzahl der Strangequarks plus die Anzahl der Anti-Strangequarks.

Baryonen aus den drei leichten Quarks können im Grundzustand je nach Ausrichtung der Quark-Spins mit den Quantenzahlen  $J^P = 1/2^+$  und  $J^P = 3/2^+$  auftreten. Dabei bilden sie ein Oktett aus acht Zuständen [GM61] mit  $J^P = 1/2^+$  bzw. ein Dekuplett aus zehn Zuständen mit  $J^P = 3/2^+$ . Diese lassen sich in einem Diagramm einsortieren, dessen Achsen durch die *Strangeness* und die dritte Komponente des *Isospins* definiert sind (Abbildung 1.3).

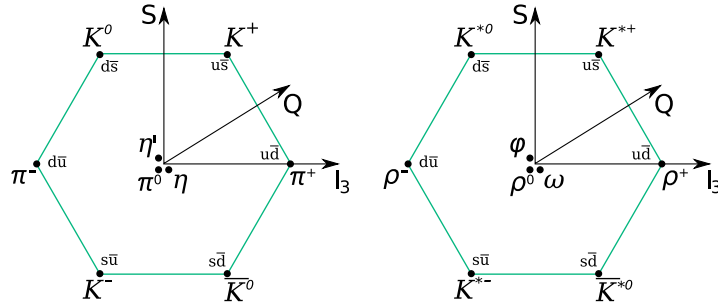
Analog lassen sich die Mesonen aus den drei leichten Quarks in je ein Nonett aus Pseudoskalaren ( $J^{PC} = 0^{-+}$ ) und Vektormesonen ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) einordnen (Abbildung 1.4).

### 1.1.3. Baryonspektrum

Analog zur Untersuchung der elektromagnetischen Wechselwirkung durch Beobachtung der Anregungsspektren von Atomen kann die starke Wechselwirkung über die Anregungsspektren von Baryonen untersucht werden. Aufgrund der Na-



**Abbildung 1.3.:** Die leichten Baryonen im Grundzustand. Links das Baryonoktett mit  $J^P = 1/2^+$ , rechts das Baryondekuplett mit  $J^P = 3/2^+$ . Die Achsen geben die Strangeness ( $S$ ), Ladung ( $Q$ ) und Isospin ( $I_3$ ) an.



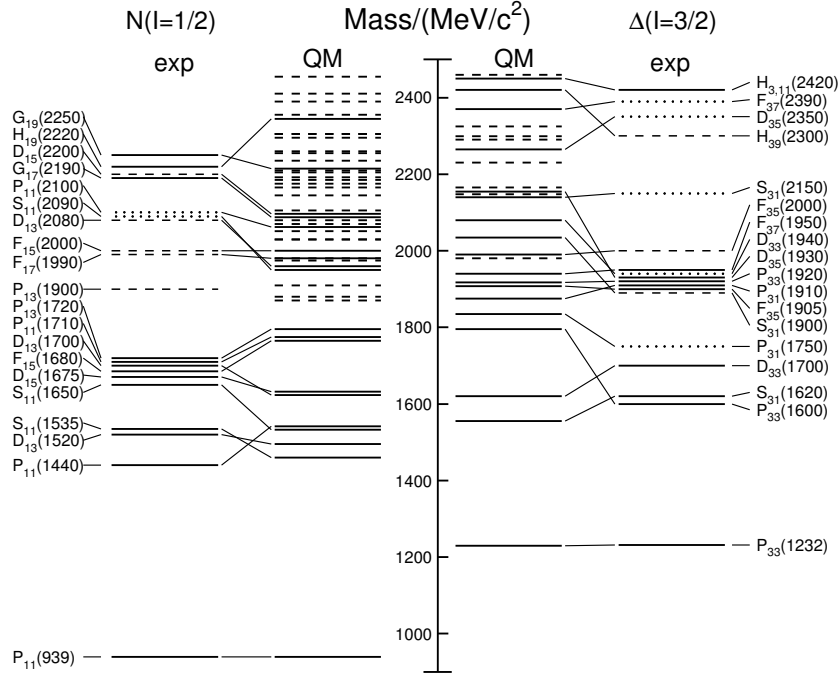
**Abbildung 1.4.:** Die leichten Mesonen im Grundzustand. Links die Pseudoskalaren Mesonen ( $J^{PC} = 0^{-+}$ ), rechts die Vektormesonen ( $J^{PC} = 1^{--}$ ).

tur der starken Wechselwirkung, die keine quantenmechanische Berechnung über störungstheoretische Ansätze erlaubt, ist die theoretische Beschreibung ungleich schwieriger.

Bei Quarkmodellen wird angenommen, dass das Baryon aus drei Konstituentenquarks besteht. Dabei handelt es sich um Quarks, die von Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen umgeben sind und die Quantenzahlen der Valenzquarks besitzen, aber  $1/3$  der Gesamtmasse tragen. Im Baryon sind die Konstituentenquarks durch ein Potential gebunden, das durch die Quarkmodelle beschrieben wird. Aus dem Potential ergibt sich ein Anregungsspektrum, das experimentell geprüft werden kann.

Ein erster Ansatz für ein effektives Potential ist der harmonische Oszillator, dessen Vorhersagen jedoch unbefriedigend sind. Durch Hinzunahme eines Ein-Gluon-Austausches zwischen den Quarks lässt sich dies verbessern [DR75]. Eine weitere Verbesserung stellt das Modell von Isgur und Karl dar [Isg78], das erstmals





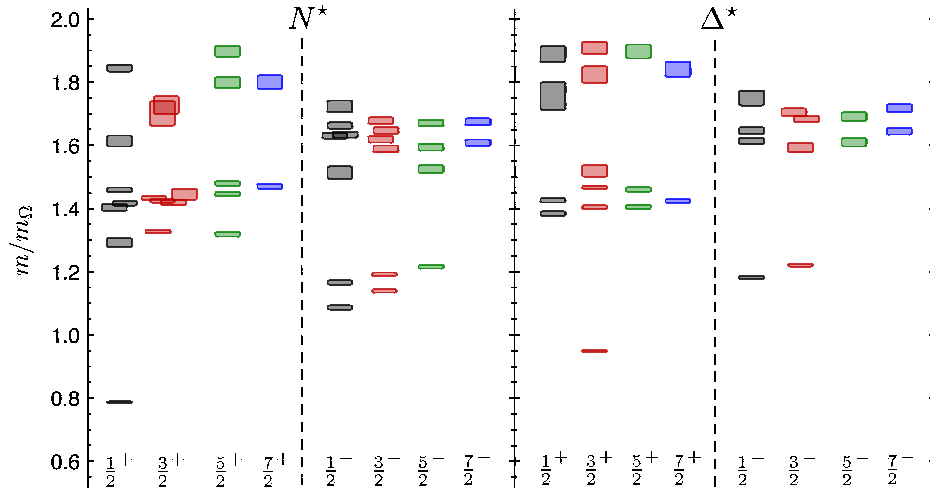
**Abbildung 1.5.:** Vergleich von beobachteten und durch Quarkmodell berechneten Baryon-Spektren für Nukleon- ( $N$ ) und Delta-Resonanzen ( $\Delta$ )[PDG12]. Bei den durchgezogenen Linien im Quarkmodell handelt es sich um Zustände, die experimentellen zugeordnet werden können; die gestrichelten Zustände lassen sich keinen experimentell beobachteten zuordnen. Insgesamt gibt es deutlich mehr vorhergesagte als beobachtete Zustände, das Problem der „fehlenden Resonanzen“. Quarkmodell aus [Cap94, Cap98]

Vorhersagen für neue Resonanzen macht.

Ein relativistisches Quarkmodell ist das Modell von Löring, Metsch und Pe-try [Lö01]. Dabei wird ein linear ansteigendes Potential verwendet. Bei niedrigen Energien stimmen die Vorhersagen dieses Modells gut mit den experimentellen Ergebnissen überein, bei höheren Energien werden mehr Resonanzen vorhergesagt als beobachtet werden.

In Abbildung 1.5 ist ein Vergleich zwischen Berechnungen durch ein Quarkmodell und experimentell beobachteten Zuständen für Anregungen von Nukleon- und Delta-Resonanzen dargestellt. Eine mögliche Erklärung für die fehlenden Resonanzen besteht darin, dass diese nur schwach an den  $N\pi$ -Kanal koppeln, was die Entdeckung in Pion-Streuexperimenten erschwert. Dies motiviert die Suche nach den fehlenden Resonanzen in Photoproduktion [Cap94].

Ein anderer Ansatz zur Beschreibung der Baryonmassen stellt die Gitterreich-



**Abbildung 1.6.:** Anregungsspektren für Nukleon und  $\Delta$ -Resonanz, wie sie sich aus einer Gittereichrechnung bei einer Pionmasse von  $396 \text{ MeV}/c^2$  ergeben. Die Massen sind auf die  $\Omega$ -Masse skaliert. Aus [Edw11].

theorie dar. Dabei wird die Berechnung auf einem diskreten Raumzeitgitter mit einer Gitterkonstanten  $a$  durchgeführt, wodurch die möglichen Impulse oberhalb von  $\pi/a$  abgeschnitten werden. Für physikalische Vorhersagen muss dabei zu einem unendlichen Raum mit einer verschwindenden Gitterkonstanten extrapoliert werden. In Abbildung 1.6 sind Ergebnisse der Berechnung des Nukleon- und Deltaresonanzspektrums für verschiedene Quantenzahlen dargestellt. Es ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei der Berechnung mit Quarkmodellen, wobei genaue Vorhersagen aufgrund der Berechnung bei der unphysikalischen Pionmasse schwierig sind. Der Rechenaufwand wächst mit sinkender Pionmasse stark an, so dass zur Zeit nur Extrapolationen zur physikalischen Masse möglich sind.

## 1.2. Multipole

Die Anregung von Nukleonresonanzen durch Photonen kann durch Multipolübergänge im Eingangskanal beschrieben werden. Dabei werden die Multipole nach elektrischen und magnetischen Multipolen unterschieden. Diese unterscheiden sich in ihrer Parität: Für elektrische Multipole mit dem Gesamtdrehimpuls  $L$  ist die Parität  $P_\gamma = (-1)^L$ , während für magnetische Multipole  $P_\gamma = (-1)^{L+1}$  gilt. Wird bei der Wechselwirkung eine Resonanz  $N^*$  mit der Parität  $P_{N^*}$  und Spin  $J_{N^*}$  erzeugt, die in ein Nukleon (mit Spin  $1/2$ ) und ein pseudoskalar Meson mit dem

totalen Drehimpuls  $l_m$  zerfällt, so gilt

$$\text{Paritätserhaltung:} \quad P_\gamma = P_{N^*} = (-1)^{l_m+1} \quad (1.1)$$

$$\text{Drehimpulserhaltung:} \quad L_\gamma \pm 1/2 = J_{N^*} = l_m \pm 1/2. \quad (1.2)$$

Die Multipole im Ausgangssignal werden beschrieben mit  $M_{l\pm}$  bzw.  $E_{l\pm}$ , wobei  $l$  für den relativen Drehimpuls des Meson-Nukleon-Systems steht, während  $+$  oder  $-$  angibt, ob der Spin des Nukleons zum Drehimpuls addiert oder subtrahiert wird. In Tabelle 1.2 ist der Zusammenhang zwischen elektromagnetischen und Meson-Multipolen für  $L \leq 2$  angegeben. Resonanzen mit  $J_{N^*} > 1/2$  können sowohl durch elektrische als auch magnetische Multipole erzeugt werden.

L	em. Multipol	Resonanz $J_{N^*}^P$	Meson-Multipol	Partialwellen
1	E1	$1/2^-$	$E_{0+}$	$S_{11}, S_{31}$
		$3/2^-$	$E_{2-}$	$D_{13}, D_{33}$
	M1	$1/2^+$	$M_{1-}$	$P_{11}, P_{31}$
		$3/2^+$	$M_{1+}$	$P_{13}, P_{33}$
2	E2	$3/2^+$	$E_{1+}$	$P_{13}, P_{33}$
		$5/2^+$	$E_{3-}$	$F_{15}, F_{35}$
	M2	$3/2^-$	$M_{2-}$	$D_{13}, D_{33}$
		$5/2^-$	$M_{2+}$	$D_{15}, D_{35}$

**Tabelle 1.2.:** Elektromagnetische Multipole und zugehörige Meson-Multipole sowie Partialwellen

### 1.3. Partialwellen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Streuamplitude  $f(\theta)$  mittels

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (1.3)$$

Diese lässt sich nach den Legendrepolyomen entwickeln:

$$f(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l P_l(\cos \theta), \quad (1.4)$$

wobei  $f_l$  die Partialwellenamplitude angibt und durch die Legendrepolynome  $P_l$  die Winkelabhängigkeit beschrieben wird.

Die einzelnen Partialwellen werden mit  $L_{2I,2J}$  bezeichnet, wobei  $L$  der Bahndrehimpuls des Mesons,  $I$  der Isospin und  $J$  der Gesamtdrehimpuls ist. Tabelle 1.2 zeigt den Zusammenhang zwischen Partialwellen und Multipolen. Die Identifikation der in einer Reaktion erzeugten Resonanz ist somit durch die Bestimmung

der beitragenden Multipole möglich.

## 1.4. Polarisationsobservablen

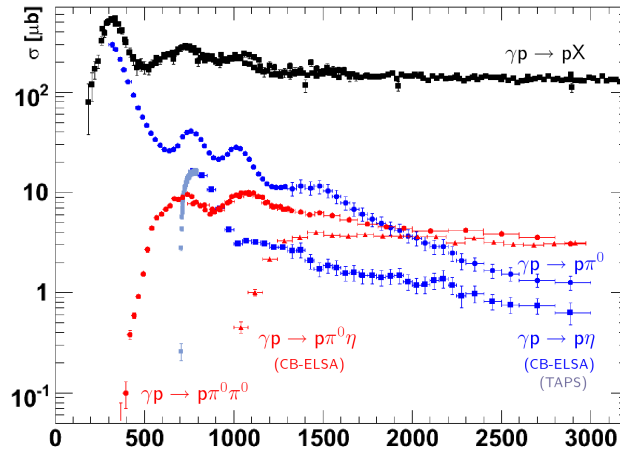


Abbildung 1.7.: Photoabsorptionsspektrum am Nukleon (aus [Gut11])

Abbildung 1.7 zeigt das Photoabsorptionsspektrum am Nukleon. Im Vergleich zu optischen Spektren an Atomen sind die Linien deutlich breiter, was dazu führt, dass diese kaum noch voneinander zu trennen sind. Für eine weitergehende Untersuchung des Anregungsspektrums des Nukleons sind daher zusätzliche Observablen erforderlich. Da die Zustände sich neben ihrer Masse durch ihre Spinquantenzahlen unterscheiden, ist eine Betrachtung der Polarisationsobservablen nahelegend.

Bei der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen am Nukleon kann dabei die Spinrichtung von Strahlphoton, Targetnukleon und Rückstoßnukleon betrachtet werden. Das Photon kann entweder linear oder zirkular polarisiert werden. Für das Target-Proton gibt es drei mögliche Polarisationsrichtungen entlang der Raumachsen  $(x, y, z)$ , analog für das Rückstreuproton entlang der Achsen  $(x', y', z')$ . Man wählt dabei das Koordinatensystem so, dass  $z$  die Richtung des Strahlphotons angibt und  $y$  senkrecht auf der Streuebene steht.  $x$  wird so gewählt, dass sich ein rechtshändiges Koordinatensystem ergibt. Die  $z'$ -Achse ist entsprechend parallel zum Impuls des rückgestreuten Protons,  $y' = y$  und  $x'$  orthogonal zu  $y'$  und  $z'$ .

Für den Gesamtwirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von allen Polarisationsob-

servablen gilt [San09]:

$$\begin{aligned}
 \sigma = \sigma_0 & (1 - \delta_l \Sigma \cos 2\phi + \Lambda_y \mathbf{T} + \Lambda_{y'} \mathbf{P} \\
 & - \delta_\odot \Lambda_z \mathbf{E} + \delta_l \Lambda_z \mathbf{G} \sin 2\phi + \delta_\odot \Lambda_x \mathbf{F} + \delta_l \Lambda_x \mathbf{H} \sin 2\phi \\
 & + \delta_\odot \Lambda_{x'} \mathbf{C}_{\mathbf{x}'} + \delta_\odot \Lambda_{z'} \mathbf{C}_{\mathbf{z}'} + \delta_l \Lambda_{x'} \mathbf{O}_{\mathbf{x}'} \sin 2\phi + \delta_l \Lambda_{z'} \mathbf{O}_{\mathbf{z}'} \sin 2\phi \\
 & + \Lambda_z \Lambda_{x'} \mathbf{L}_{\mathbf{x}'} + \Lambda_z \Lambda_{z'} \mathbf{L}_{\mathbf{z}'} + \Lambda_x \Lambda_{x'} \mathbf{T}_{\mathbf{x}'} + \Lambda_x \Lambda_{z'} \mathbf{T}_{\mathbf{z}'}),
 \end{aligned} \tag{1.5}$$

wobei  $\delta_l$  den linearen und  $\delta_\odot$  den zirkularen Polarisationsgrad der Photonen,  $\Lambda_{x,y,z}$  den Polarisationsgrad des Target- und  $\Lambda_{x',y',z'}$  des Rückstoßnukleons im jeweiligen Koordinatensystem angibt. Der Winkel  $\phi$  ist der Winkel des Photonpolarisationsvektors (bei linear polarisierten Photonen) zur xz-Ebene, wobei die z-Achse die Richtung des einlaufenden Photons beschreibt.

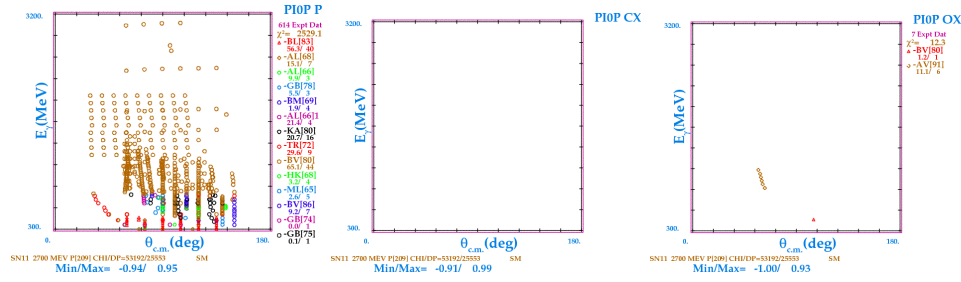
Insgesamt ergeben sich 16 Observablen. In der ersten Zeile von Gleichung 1.5 sind dies der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  und die drei Einfachpolarisationsobservablen  $\Sigma$ ,  $T$  und  $P$ . In den folgenden Zeilen ergeben sich jeweils vier Doppelpolarisationsobservablen bei gleichzeitiger Polarisation von Beam-Target ( $BT$ ), Beam-Recoil ( $BR$ ) und Target-Recoil ( $TR$ ). In Tabelle 1.3 sind die verfügbaren Observablen bei Messung mit polarisiertem Strahl, Target- und Rückstoßnukleon aufgelistet. Aufgrund der Helizitätserhaltung kann eine Einfachpolarisationsobser-

photon		target			recoil			target and recoil										
					$x'$	$y'$	$z'$	$x'$	$x'$	$x'$	$y'$	$y'$	$y'$	$z'$	$z'$	$z'$		
		$x$	$y$	$z$				$x$	$y$	$z$	$x$	$y$	$z$	$x$	$y$	$z$		
unpolarized	$\sigma_0$	T			P			$T_{x'}$	$L_{x'}$			$\Sigma$			$T_{z'}$			$L_{z'}$
lin. pol.	$\Sigma$	H	P	G	$O_{x'}$	T	$O_{z'}$	$L_{z'}$	$C_{z'}$	$T_{z'}$	E	$\sigma_0$	F	$L_{x'}$	$C_{x'}$	$T_{x'}$		
circ. pol.		F		E	$C_{x'}$		$C_{z'}$		$O_{z'}$		G		H		$O_{x'}$			

**Tabelle 1.3.:** Verfügbare Polarisationsobservablen bei polarisierten Strahlphotonen, Target- und Rückstoßnukleonen

vare auch durch eine Doppelpolarisationsmessung und eine Doppelpolarisationsobservable durch Dreifachpolarisationsmessung bestimmt werden. So ist beispielsweise die Observable  $P$  sowohl durch alleinige Messung der Rückstoßpolarisation als auch durch Messung mit polarisierten Photonen und Target bestimmbar. Die Observablen  $O_{x'}$ ,  $O_{z'}$ ,  $C_{x'}$  und  $C_{z'}$  sind nicht ohne Messung der Rückstoßpolarisation zu erhalten. Entsprechend sind zu diesen Observablen erst wenige Daten verfügbar (Abbildung 1.8).

Bei der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen gibt es zwei mögliche Spineinstellungen des Photons (+1 und -1) sowie je zwei ( $+\frac{1}{2}$  und  $-\frac{1}{2}$ ) für das Nukleon im Anfangs- bzw. Endzustand, was zu insgesamt 8 komplexen Übergangsmatrixelementen führt. Die Paritätserhaltung der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung halbiert allerdings die benötigte Anzahl komplexer Funktionen, so dass in einem *vollständigen Experiment* vier komplexe Amplituden bzw. 8 reelle Größen gemessen werden müssen. Neben den einfacher zu bestimm-



**Abbildung 1.8.:** Existierende Messungen zu den Polarisationsobservablen  $P$ ,  $C_x$  und  $O_x$  (von links nach rechts) für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ , dargestellt in Abhängigkeit von der Photonenergie ( $y$ -Achse) und dem Winkel zwischen  $\pi^0$  und einlaufendem Photon ( $x$ -Achse). Zu der Observable  $P$  existieren relativ viele Messungen, da diese ohne Doppelpolarisationsmessungen gewonnen werden können. Für  $C_x$  und  $O_x$ , die nur durch Doppelpolarisationsmessungen zugänglich sind, ist die Datenlage dagegen sehr gering. (Aus [SAI])

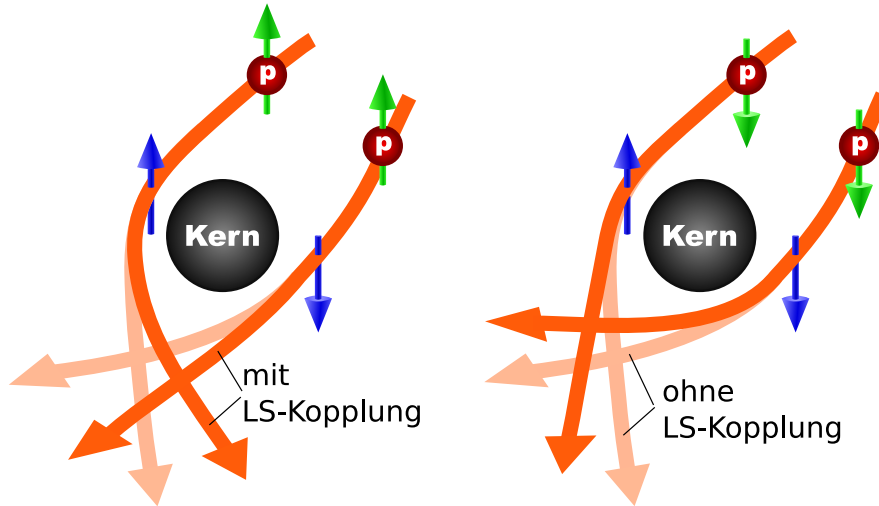
menden Wirkungsquerschnitt und den drei Einfachpolarisationsobservablen werden damit vier Doppelpolarisationsobservablen benötigt, wobei für deren Wahl gewisse Einschränkungen gelten. [Chi97]

## 1.5. Partialwellenanalyse

Durch eine Partialwellenanalyse werden für die gemessenen Observablen die Partialwellen durch Anpassung an eine große Anzahl von Messwerten bestimmt. Damit können die Amplituden der einzelnen beitragenden Resonanzen ermittelt werden. Daraus lassen sich anschließend wiederum Vorhersagen für noch nicht gemessene Observablen machen. Die im Bereich der Hadronenphysik häufig verwendeten Partialwellenanalysen sind SAID [Arn08], MAID [Dre07] und Bonn-Gatchina [Ani12]. Die Analysen unterscheiden sich dabei teilweise in der zugrundeliegenden Datenbasis und den zugrundeliegenden physikalischen Modellen, wie z.B. der Modellierung des Untergrundes.

## 1.6. Messung der Rückstoßpolarisation

Um die Polarisation der Rückstoßprotonen zu messen, werden diese an einem zweiten Target, üblicherweise Kohlenstoff, gestreut, wobei die Verteilung der Streuwinkel von der Spinrichtung abhängt. Dieser Effekt basiert auf dem Anteil der Spin-Bahn-Kopplung im Wechselwirkungspotential der Kernkraft. Dabei sieht ein Proton, dessen Spinprojektion parallel zum Bahndrehimpuls  $+\frac{1}{2}$  ist, ein anderes Wechselwirkungspotential als ein Proton, dessen Spinprojektion  $-\frac{1}{2}$  ist (vgl. Abbildung 1.9).



**Abbildung 1.9.:** Skizze zur Auswirkung des  $LS$ -Kopplungsterms bei der Streuung von Protonen am Atomkern. Bei parallelem Spin und Bahndrehimpuls ergibt sich eine größere Ablenkung als bei antiparalleler Einstellung. Dies führt bei nach oben stehendem Spin zu einer Ablenkung nach links, bei nach unten stehendem Spin nach rechts.

Bei in  $y$ -Richtung polarisierten Protonen ergibt sich dadurch eine Links-Rechts-Asymmetrie in der Rate der gestreuten Protonen. Die Intensität der gestreuten Protonen  $I$  in Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\phi$  hängt dabei von der Polarisation der gestreuten Protonen  $P_y$  und der Analysierstärke  $A_C$  des Kohlenstoff nach

$$I(\theta, \phi, T) = I_0(\theta, T)(1 + P_y A_C(\theta, T) \cos \phi) \quad (1.6)$$

ab, wobei die Analysierstärke vom Streuwinkel  $\theta$  und der kinetischen Energie  $T$  der Protonen abhängt. Betrachtet man nun die Zählraten zweier Detektoren, die unter  $180^\circ$  aufgestellt wurden, so folgt für die Zählratenasymmetrie  $\epsilon$

$$\epsilon = \frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = P_y A_C(\theta, T). \quad (1.7)$$

Werden dagegen alle gestreuten Protonen betrachtet und die Asymmetrie zwischen nach links und nach rechts gestreuten Protonen gebildet, so ergibt sich durch

Integration über die Zählraten in den entsprechenden Winkelbereichen

$$N_l \propto \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} 1 + P_y \cdot A_C \cos \phi \, d\phi = \pi + 2P_y A_C \quad (1.8)$$

$$N_r \propto \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} 1 + P_y \cdot A_C \cos \phi \, d\phi = \pi - 2P_y A_C \quad (1.9)$$

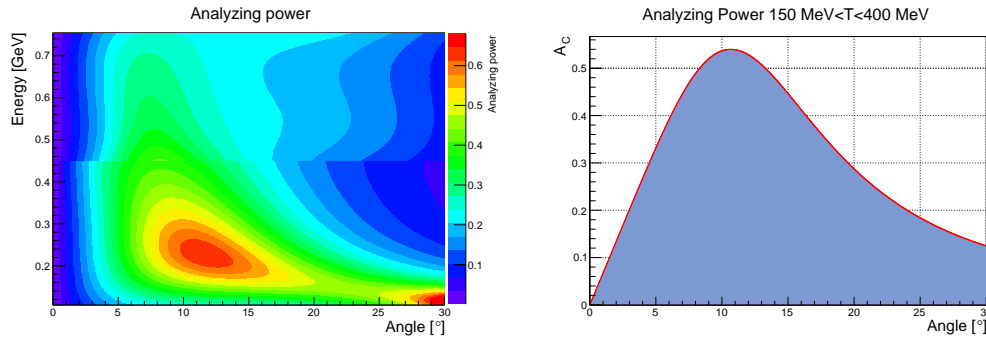
und damit

$$\epsilon = \frac{N_l - N_r}{N_l + N_r} = \frac{2P_y A_C}{\pi}. \quad (1.10)$$

Eine Polarisation in  $x$ -Richtung ergibt analog eine oben-unten-Asymmetrie. Allgemein gilt damit für die Streuung

$$I(\theta, \phi, T) = I_0(\theta, T) [1 + A_C(\theta, T)(P_y \cos \phi - P_x \sin \phi)]. \quad (1.11)$$

Die Analysierstärke kann nicht exakt berechnet werden, so dass empirische Messungen benötigt werden. Aus den Messdaten mehrerer Experimente, die verschiedene Energien, Winkel und Targetdicken umfassen, wurde in [McN85] eine Parametrisierung erstellt, die in Abbildung 1.10 dargestellt ist. Die der Parametrisie-



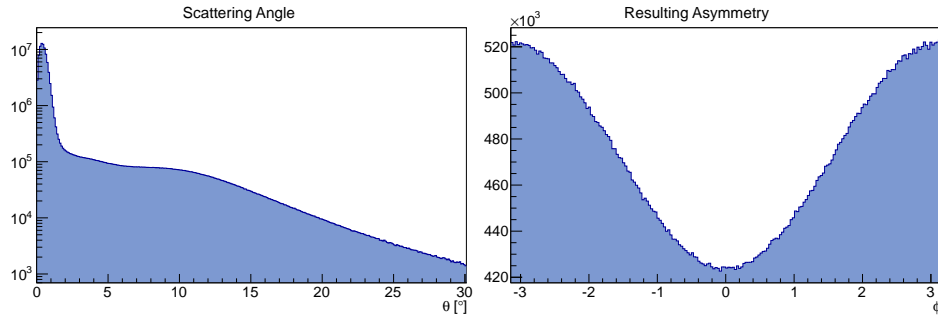
**Abbildung 1.10.:** Analysierstärke der Proton-Kohlenstoff-Streuung nach [McN85]. **Links:** Die Analysierstärke in Abhängigkeit von Streuwinkel und Protonenenergie. Die Parametrisierung erfolgte in zwei Bereichen unterhalb und oberhalb von 450 MeV. **Rechts:** Winkelabhängigkeit der Analysierstärke für kinetische Energien zwischen 150 MeV und 400 MeV.

rung zugrundeliegenden Messungen decken Streuwinkel bis  $20^\circ$  ab. Eine Erweiterung auf größere Streuwinkel wurde bei Messungen an MAMI vorgenommen, indem die Daten für große Streuwinkel mit solchen unter kleineren Winkeln genommenen kalibriert wurden [Pos00, Pos02].

Aus der Kombination der Verteilung der Streuwinkel und der winkelabhängigen Analysierstärke ergibt sich die insgesamt zu beobachtende Asymmetrie. Da



die Streuung unter kleinen Winkeln, wo die Analysierstärke gering ist, deutlich häufiger auftritt (Abbildung 1.11), liegt diese, je nach Energie der Protonen, im niedrigen Prozentbereich. Daraus ergibt sich, dass die Bestimmung der Rückstoßpolarisation auf diesem Weg eine entsprechend höhere Statistik benötigt.



**Abbildung 1.11.:** *Links:* Mit GEANT<sub>4</sub> simulierte Verteilung der Streuwinkel bei Streuung von Protonen mit einer kinetischen Energie von 234 MeV an Kohlenstoff mit einer Dicke von 6,4 cm, logarithmische y-Achse. *Rechts:* Resultierende  $\phi$ -Asymmetrie bei einem vollständig in negative y-Richtung polarisierten Protonenstrahl.

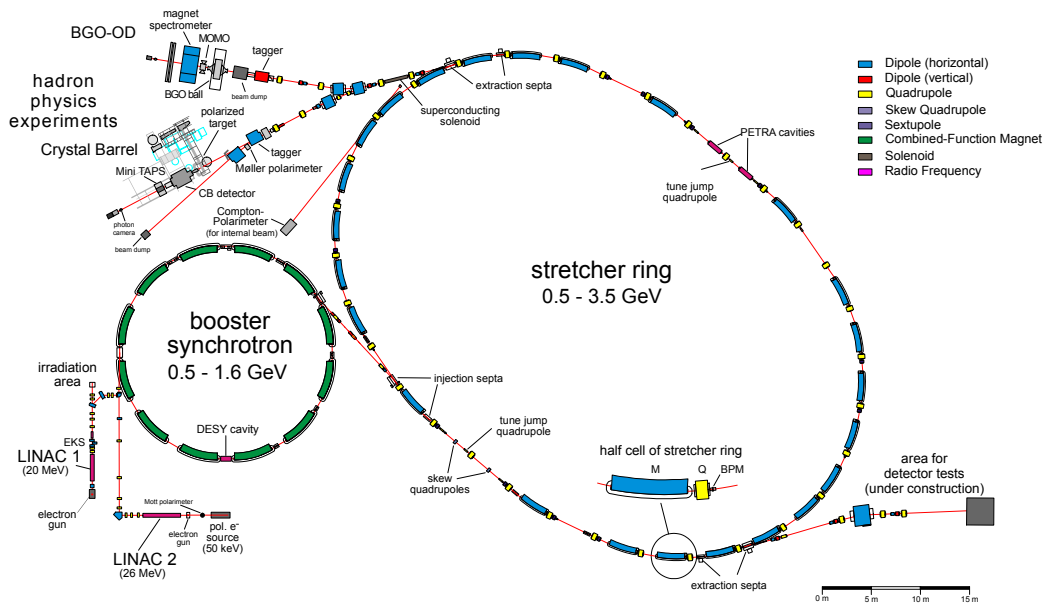


## 2. Das BGO-OD-Experiment an ELSA

Bei BGO-OD handelt es sich um ein Experiment an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA der Universität Bonn [Hil06]. In der Beschleunigeranlage ELSA werden dabei Elektronen auf bis zu 3,5 GeV beschleunigt, und anschließend auf ein Bremsstrahlungstarget gelenkt, wo hochenergetische Photonen erzeugt werden. Diese Photonen erzeugen hadronische Anregungszustände, die im BGO-OD-Experiment untersucht werden.

Ziel des BGO-OD-Experiments ist die Untersuchung von angeregten Hadronen durch Mesonproduktion. Der im Folgenden beschriebene Aufbau eignet sich dabei besonders zur Untersuchung von Zerfallskanälen mit geladenen Mesonen, die im Vorwärtsspektrometer nachgewiesen werden.

### 2.1. ELSA



**Abbildung 2.1.:** Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, bestehend aus den drei Beschleunigerstufen LINAC, Boostersynchrotron und Stretcherring.

Die Beschleunigeranlage des Physikalischen Instituts der Universität Bonn ist

ein dreistufiger Beschleuniger, bestehend aus Linearbeschleuniger, Booster Synchrotron und Stretcherring (Abbildung 2.1). Der Strahl kann in zwei Experimentierbereiche extrahiert werden, BGO-OD und Crystal Barrel. Die drei Stufen sind im einzelnen:

- **Quelle und Linearbeschleuniger (LINAC)**

Es stehen zwei Linearbeschleuniger zur Verfügung. Ursprünglich wurden am LINAC 1 unpolarisierte Elektronen, die durch eine thermische Quelle erzeugt wurden, auf 20 MeV beschleunigt. Der LINAC 2 wurde aufgebaut, um alternativ polarisierte Elektronen, die durch Photoemission mittels eines Titan-Saphir-Lasers aus einer GaAs-Quelle erzeugt werden, zu beschleunigen [Hil00]. Der LINAC 2 wurde zusätzlich mit einer thermischen Quelle ausgestattet, um auch unpolarisierte Elektronen zu erzeugen, während der LINAC 1 für Single-Bunch- und Hochstrombetrieb umgebaut wurde [Kla11].

- **Boostersynchrotron**

Die im LINAC vorbeschleunigten Elektronen werden im Boostersynchrotron [Alt68] weiter bis auf typischerweise 1,2 GeV beschleunigt. Die Beschleunigung erfolgt dabei netzsynchron, ein Zyklus dauert also 20 ms. Die beschleunigten Elektronen werden anschließend in den Stretcherring transferiert.

- **Stretcherring**

Aufgabe des Stretcherrings ist das Sammeln und die langsame Extraktion der im Boostersynchrotron beschleunigten Elektronen. Im *Stretchermodus* werden dabei die vom Boostersynchrotron injizierten Elektronen mit gleicher Energie extrahiert; da die benötigte Injektionszeit klein gegen die Extraktionszeit ist, liegt damit das Tastverhältnis für die Experimentierplätze bei fast 100 %.

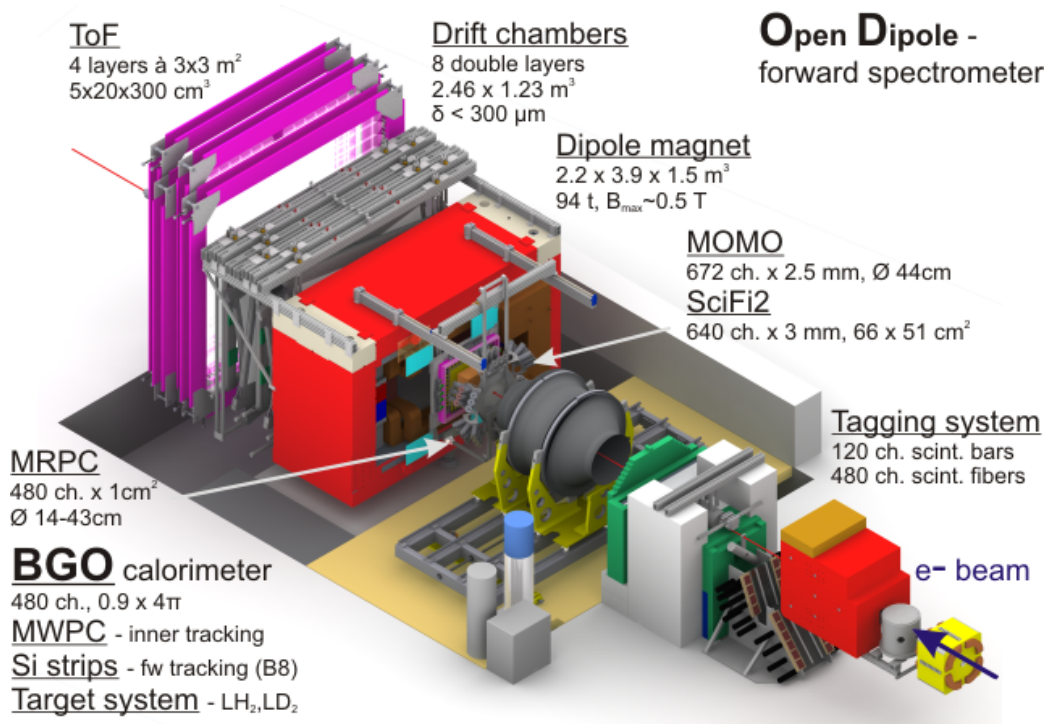
Im *Nachbeschleunigermodus* werden die gesammelten Elektronen vor der Extraktion weiter auf bis zu 3,5 GeV beschleunigt. Füllung und Nachbeschleunigung benötigen etwa eine Sekunde, während typische Extraktionszeiten zwischen 1 und 10 Sekunden liegen, womit sich ein Tastverhältnis von 50–90 % ergibt [Hof01].

Daneben existiert ein *Speichermodus*, in dem die Elektronen über mehrere Stunden bei konstanter Energie im Beschleuniger gehalten werden. Dies wurde früher für Synchrotronlicht-Experimente verwendet und findet heute noch bei Testmessungen für den Beschleunigerbetrieb Anwendung.

## 2.2. BGO-OD

### 2.2.1. Strahlerzeugung und Tagger

Aus dem extrahierten Elektronenstrahl wird für das BGO-OD-Experiment ein Photonenstrahl gewonnen. Dazu wird der Elektronenstrahl auf ein Target gelenkt,

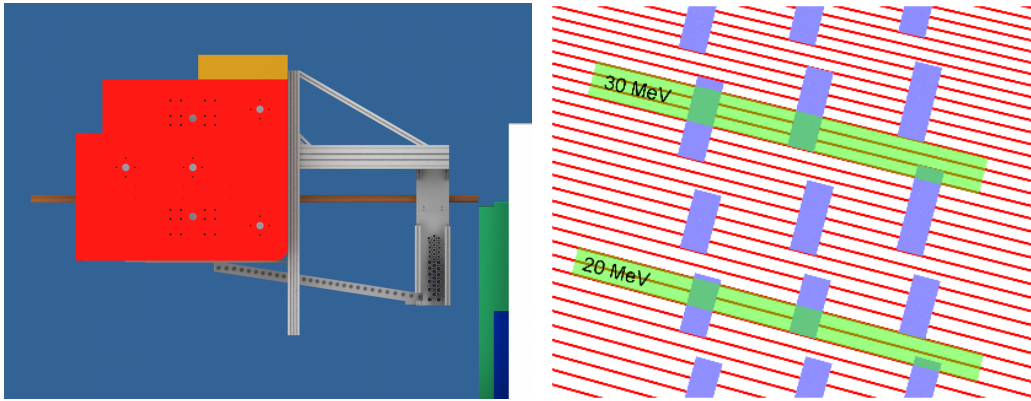


*Abbildung 2.2.: Das BGO-OD-Experiment. Details siehe Text.*

in dem durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen entstehen. Anschließend wird der Elektronenstrahl in einem Magneten nach unten abgelenkt. Dabei werden Elektronen, die durch Bremsstrahlung viel Energie verloren haben, stärker abgelenkt als solche, die wenig oder keine Energie verloren haben. Diejenigen, die keine Energie verloren haben, gelangen in den Strahlvernichter (*Beam Dump*), der mit Bleiwänden vom restlichen Experiment abgeschirmt ist. Elektronen, die Bremsstrahlung erzeugt haben, gelangen in den *Tagger*, der es durch positionsaufgelösten Nachweis der Elektronen erlaubt, die Energie der erzeugten Photonen zu bestimmen, unter der Annahme, dass das Elektron nur genau ein Photon erzeugt hat. Der Tagger besteht dazu aus szintillierenden Latten in 3 Lagen, mit 55 % Überlappung und einer Energieauflösung zwischen 10 MeV bei niedrigen und 40 MeV bei hohen Energien für eine Elektronenenergie von 3,2 GeV [Sie10] (s. Abbildung 2.3).

Der Tagger ist in einen horizontalen und vertikalen Bereich aufgeteilt, wobei der horizontale Teil in der Fokalebene des Magneten liegt und niedrige Elektronenenergien, also hohe Photonenenergien abdeckt, während für höhere Elektronenenergien aus Platzgründen eine Positionierung in der Fokalebene nicht möglich ist, so dass die zugehörigen Szintillatoren vertikal angeordnet wurden.

Wird durch ELSA ein polarisierter Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt, sind



**Abbildung 2.3.:** *Links:* CAD-Zeichnung des Taggers. In rot der Ablenkmagnet, darunter und rechts daneben die Haltestruktur für die szintillierenden Latten. Man erkennt die Bohrungen für die Photomultiplier.

*Rechts:* Anordnung der Latten, um Energieauflösungen von 20 MeV bzw. 30 MeV (bei 3,2 GeV Elektronenstrahl) zu erreichen. Dabei wird zusätzlich zur Koinzidenz zweier benachbarter Latten auch die Information über einen Treffer in den nächsten Nachbarn genutzt, um die Elektronbahn zu rekonstruieren. Die roten Elektronbahnen entsprechen einem Energieabstand von 10 MeV. Da diese nach oben enger verlaufen, werden zunächst kleinere Latten und schließlich größere Energieauflösungen verwendet.

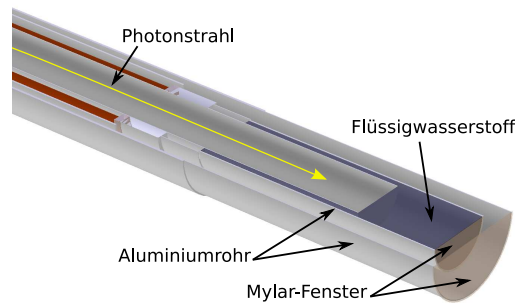
die resultierenden Photonen zum Teil zirkular polarisiert. Der Polarisationstransfer steigt dabei mit zunehmender Photonenenergie [Ols59]. Zur Messung des Polarisationsgrads der Elektronen wird ein Möller-Spektrometer benötigt, das sich im Aufbau befindet [Zim14]. Dabei werden die Elektronen an einer polarisierten Targetfolie gestreut und die Polarisation aus der Zählratenasymmetrie bestimmt.

Weiterhin besteht die Möglichkeit, einen Diamant als Bremsstrahl-Target zu verwenden, wobei durch kohärente Bremsstrahlung linear polarisierte Photonen erzeugt werden. Dabei kann durch die Orientierung des Kristalls die Position des Maximums der kohärenten Bremsstrahlung im Energiespektrum und damit die Energie der maximalen Polarisation gewählt werden [Bel11, Els09]. In Abhängigkeit der Energie des Elektronenstrahls und der Position des kohärenten Maximums liegt der Polarisationsgrad bei etwa 50 % oder leicht darunter.

### 2.2.2. Target

Als Target wird flüssiger Wasserstoff oder flüssiges Deuterium bei 17 K bzw. 22 K verwendet. Die Targetzelle ist ein dünnes Aluminiumrohr von 4 cm Durchmesser, das an beiden Enden mit Mylar-Folie abgeschlossen ist. Diese befindet sich in einem Vakuum-Rohrsystem, das vorne mit dem Vakuum-System des Beschleunigers

verbunden ist und hinten mit Mylar-Folie abgeschlossen wird (Abbildung 2.4). Die Länge der Targetzelle ist 6 cm.



**Abbildung 2.4.:** Targetgeometrie, wie sie in der Simulation von BGO-OD implementiert wurde. Schnitt in der  $xz$ -Ebene bei  $y = 0$ .

Das Aluminiumrohr der Targetzelle hat eine Wandstärke von 1 mm, das äußere Targetrohr von 0,63 mm. Die Mylar-Fenster der Targetzelle haben eine Dicke von  $120\text{ }\mu\text{m}$ , während das äußere Mylar-Fenster, das dem äußeren Luftdruck standhalten muss,  $200\text{ }\mu\text{m}$  dick ist. Als Kühlmittel wird Helium eingesetzt.

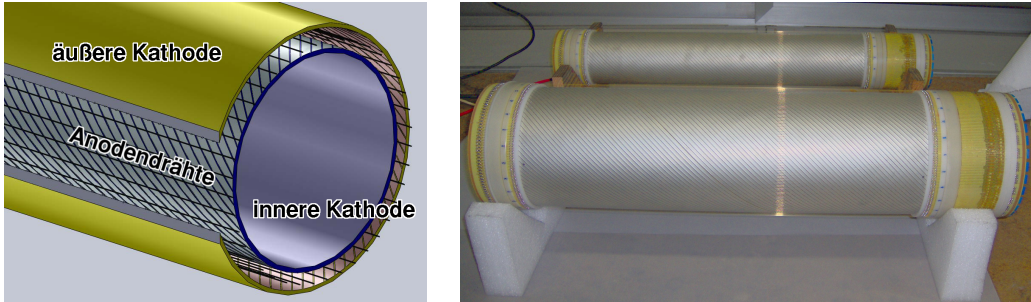
### 2.2.3. BGO-Ball

Der BGO-Ball besteht aus 480 Kristallen aus Bismutgermanat (BGO) mit einer Länge von jeweils 24 cm, was 21 Strahlungslängen entspricht. Die Kristalle sind in 15 Ringen aus je 32 Kristallen angeordnet, wobei die Stirnseite jedes Kristalls in Richtung des primären Interaktionspunktes zeigt. Der Ball deckt die Polarwinkel von  $25^\circ$  bis  $155^\circ$  ab, was einer Raumwinkelabdeckung von 90% entspricht [Ghi98]. Die Kristalle werden mit Photomultipliern ausgelesen. Durch mehrere im Ball dauerhaft angebrachte  $^{22}\text{Na}$ -Quellen kann die Auslese regelmäßig kalibriert werden, was zur Verwendung der Energiesumme im Trigger erforderlich ist. Zur Detektion von geladenen Teilchen befindet sich ein Zylinder aus 32 szintillierenden Fasern im Inneren des BGO-Balls.

### 2.2.4. MWPCs

Innerhalb des BGO-Balls befinden sich zwei zylindrische Drahtkammern (*Multi Wire Proportional Chambers*, MWPC), die das Targetrohr in radialer Richtung umschließen. Die Anodendrähte verlaufen dabei parallel zur Strahlrichtung, während die Streifen der inneren und äußeren Kathode im  $45^\circ$ -Winkel zu den Drähten und  $90^\circ$ -Winkel zueinander verlaufen. Die Drähte haben einen Abstand von etwa 2 mm, während der Abstand zwischen den Kathodenstreifen bei etwa 6 mm liegt. Die Drähte der inneren Kammer liegen auf einem Radius von 50,2 mm,

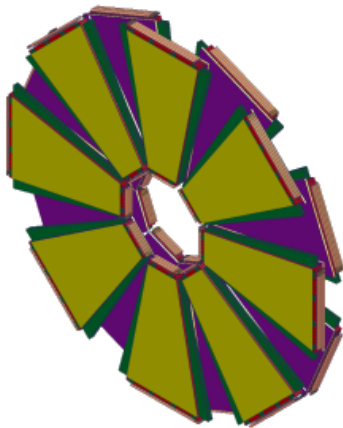
die der äußeren Kammer bei 83,5 mm. Die aktive Länge beträgt 500 mm. Zusammen erreichen die beiden Kammern eine Ortsauflösung von  $2^\circ$  in  $\phi$ ,  $1^\circ$  in  $\theta$  und  $300 \mu\text{m}$  in  $z$ . Die Öffnung der inneren Kammer hat einen Durchmesser von 87 mm, was damit den Maximaldurchmesser des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Aufbaus darstellt. Das Gasgemisch besteht aus 69.5 % Argon, 30 % Ethan und 0.5 % Tetrafluormethan ( $\text{CF}_4$ ).



**Abbildung 2.5.:** *Links: CAD-Zeichnung einer MWPC mit Anodendrähten und im  $45^\circ$ -Winkel dazu verlaufenden Kathodenstreifen. Rechts: Foto der beiden geöffneten zylindrischen MWPCs.*

### 2.2.5. MRPC

Hinter dem BGO-Ball befindet sich eine *Multi-gap Resistive Plate Chamber* (MRPC), ein Gasdetektor, der aus mehreren dünnen Lagen ( $200 \mu\text{m}$ ), getrennt durch isolierende Glasplatten, besteht [Zeb96].



**Abbildung 2.6.:** *CAD-Zeichnung des MRPC-Detektors. Die 16 trapezförmigen Einzeldetektoren sind abwechselnd auf der Vorder- und Rückseite der Haltestruktur angeordnet.*

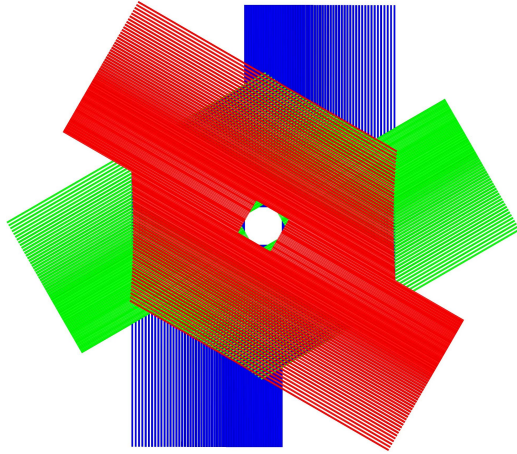
Der Detektor besteht aus 16 trapezförmigen Einzeldetektoren (Abbildung 2.6), die hinter dem BGO-Ball den Polarwinkelbereich von  $8^\circ$ – $25^\circ$  abdecken. Die räum-



liche Auflösung liegt bei etwa  $1 \text{ cm}^2$ , die Zeitauflösung bei 50 ps. Zur Auslese wird der NINO-Chip [Ang04] verwendet, der für die MRPC des ALICE-Experiments entwickelt wurde. Dieser ermöglicht das Auslesen von 8 Kanälen pro Chip, wobei für die Bestimmung der Signalhöhe die *Time-over-Threshold*-Methode verwendet wird.

### 2.2.6. MOMO und SciFi2

Bei *MOMO*<sup>1</sup> handelt es sich um einen Detektor aus szintillierenden Fasern, der ursprünglich am Beschleuniger COSY (Jülich) eingesetzt wurde, um Spuren von  $K^+K^-$ -Paaren zu rekonstruieren [Bel07]. Er besteht aus sechs identischen Modulen, die drei um jeweils  $60^\circ$  zueinander geneigte Lagen bilden (Abbildung 2.7). Die insgesamt 672 Fasern haben einen Durchmesser von 2,5 mm, und werden durch 16-Kanal-Photomultiplier ausgelesen. Die aktive Fläche hat einen Durchmesser von 40 cm, mit einer Öffnung von 4,5 cm, um den Primärstrahl passieren zu lassen. Dies entspricht einer Winkelabdeckung von  $\theta = 1,1..10^\circ$ .

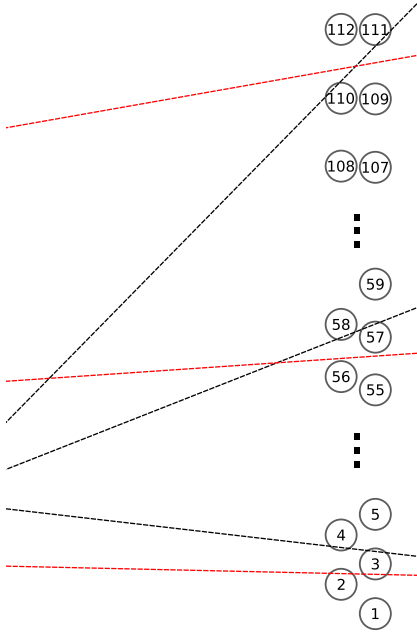


**Abbildung 2.7.:** Anordnung der drei Lagen aus szintillierenden Fasern in MOMO, dargestellt in den Farben blau, grün und rot (von hinten nach vorne), wie sie in der Monte-Carlo-Simulation von BGO-OD enthalten sind.

Der Detektor wurde für einen Einsatz im Abstand von 20 cm hinter einem Target entwickelt, wobei er Streuwinkel bis  $45^\circ$  abdecken sollte. Da runde, nebeneinander angeordnete Fasern keine lückenlose Abdeckung erlauben, wurden die Fasern in zwei Lagen so angeordnet, dass die hintere Lage die Lücken der vorderen abdeckt, aus Sicht eines vom Target kommenden Teilchens (Abbildung 2.8). Da der Abstand zwischen Target und MOMO bei BGO-OD größer ist, führt dies zu einer geringeren Effizienz bei zunehmenden Streuwinkeln. So liegt die Effizienz bei kleinen Streuwinkeln bis  $4^\circ$  bei nahezu 100 %, während sie im Außenbereich bei Streuwinkeln von mehr als  $8^\circ$  auf 82 % absinkt, wobei jeweils das Ansprechen von 2 der 3 Lagen gefordert wurde [Jah10].

*SciFi2* ist ein weiterer Detektor aus szintillierenden Fasern, in diesem Fall aus zwei Lagen, die in einem Winkel von  $90^\circ$  zueinander stehen. Damit ergibt sich eine

<sup>1</sup>Monitor of Mesonic Observables



**Abbildung 2.8.:** Auswirkung der Anordnung der MOMO-Fasern auf die Winkelabdeckung. Die Faseranordnung wurde optimiert auf den Betrieb im Abstand von 200 mm hinter dem Target/Primärvertex. Bei diesem Abstand wurde für den gesamten Winkelbereich sichergestellt, dass vom Primärvertex kommende Teilchen mindestens 1,45 mm aktives Material durchfliegen (schwarze gestrichelte Linien). Im BGO-OD-Experiment ist der Abstand zum Target 1130 mm, so dass der Winkel der von dort kommenden Teilchen flacher ist (rote Linien). Die Effizienz sinkt damit im Randbereich des Detektors.

rechteckige aktive Fläche, die  $66 \times 51 \text{ cm}^2$  groß ist, mit einer Öffnung von  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  für den Primärstrahl. Aus dem Abstand von 178 cm zum Interaktionspunkt ergibt sich eine horizontale Winkelabdeckung von  $10,5^\circ$  und eine vertikale von  $8,5^\circ$ .

Die runden Fasern haben einen Durchmesser von 3 mm und sind versetzt mit einem Abstand von 2 mm angeordnet. Insgesamt besteht der Detektor aus 640 Fasern, die mit 16-Kanal-Photomultipliern ausgelesen werden (Abbildung 2.9).

Sowohl die Photomultiplier von MOMO als auch die von SciFi2 müssen magnetisch abgeschirmt werden, da sie sich nahe an dem Dipolmagneten des BGO-OD befinden. Die Abschirmungen bestehen aus  $\mu$ -Metall<sup>2</sup> und Permenorm<sup>2</sup> bei MOMO und  $\mu$ -Metall und Eisen bei SciFi2.

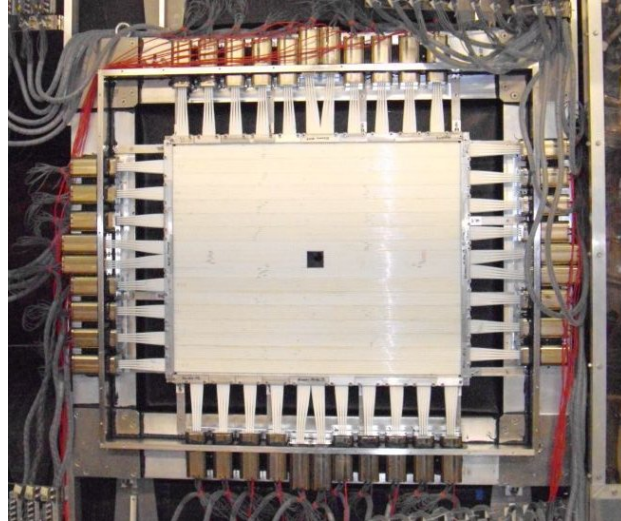
### 2.2.7. Magnet

Der offene Dipolmagnet, der – zusammen mit dem BGO-Ball – dem BGO-OD-Experiment seinen Namen gibt, dient der Impulsmessung von geladenen Teilchen in Vorwärtsrichtung. Der Magnet hat eine vertikale Öffnung von 84 cm und eine Tiefe von 150 cm. In horizontaler Richtung verbreitert sich die Öffnung nach hinten mit einem Öffnungswinkel von  $14^\circ$  von 132 cm an der Vorderseite auf 160 cm an der Rückseite (s.a. Abbildung 2.10).

Da die Stirnseite 2 m vom Target entfernt ist, ergibt sich damit ein horizontaler Öffnungswinkel von etwa  $12,1^\circ$  und ein vertikaler Öffnungswinkel von  $8^\circ$ <sup>3</sup>, wo-

<sup>2</sup>Nickel-Eisen-Legierungen mit hoher magnetischer Permeabilität

<sup>3</sup>die vertikale Öffnung ist größer, als die zuvor genannten Zahlen vermuten lassen, da die Öffnung nur im Mittelteil in einem Bereich von 44 cm auf die 84 cm begrenzt ist



**Abbildung 2.9.:** Der geöffnete SciFi2-Detektor ohne Schutzfolie. Zu sehen sind die 288 horizontalen Fasern; die 352 vertikalen Fasern befinden sich dahinter. Die 16-Kanal-Photomultiplier für beide Lagen sind an den vier Seiten zu sehen; dabei sind die Photomultiplier für je 16 Fasern abwechselnd links und rechts bzw. oben und unten angeordnet. [Bö14]

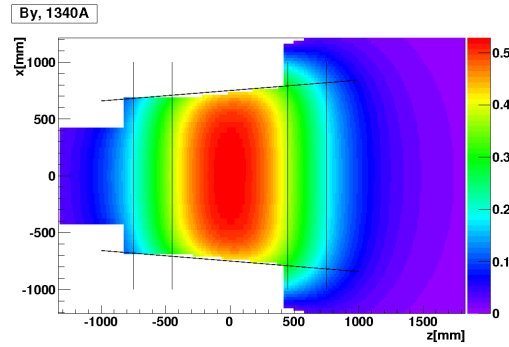
bei der Akzeptanz in horizontaler Richtung von Impuls und Ladung der Teilchen abhängt.

Bei einem maximal vorgesehenen Strom von 1340 A erzeugt der Magnet ein Feld von 0,53 T im Maximum. Aus der Feldgeometrie ergibt sich damit  $\int B \, dl = 0,71 \, \text{Tm}$  auf der Strahlachse.

### 2.2.8. Driftkammern

Zur Messung geladener Teilchenspuren hinter dem Magneten werden 8 doppelte Driftkammern verwendet, wobei je zwei die gleiche Ausrichtung haben. Die Ausrichtungen sind horizontal, vertikal, und  $\pm 9^\circ$  gegen die Vertikale verkippt. Die verkippten Lagen ermöglichen es, bei mehreren gleichzeitigen Teilchendurchgängen Mehrdeutigkeiten in der Positionsbestimmung aufzulösen.

Je nach Ausrichtung haben die Driftkammern eine sensitive Fläche von etwa  $1,2 \times 2,4 \, \text{m}^2$  bis  $1,8 \times 2,7 \, \text{m}^2$ . Die Anodendrähte einer Lage haben einen Abstand von 17 mm (Abbildung 2.11). Durch Bestimmung der Driftzeit lässt sich eine Ortsauflösung von  $220 \, \mu\text{m}$  erreichen [Ham08]. Die Kammern werden mit einem Gasgemisch aus 70 % Argon und 30 %  $\text{CO}_2$  betrieben. Im Bereich des Primärstrahls wurden die Drähte in einem  $5 \times 5 \, \text{cm}^2$  großen Bereich durch eine Goldauflage verdickt, so dass aufgrund der geringeren Feldstärke an den dickeren Drähten ein insensitiver Bereich entsteht, was die Ratenbelastung durch  $e^+e^-$ -Paare reduziert.



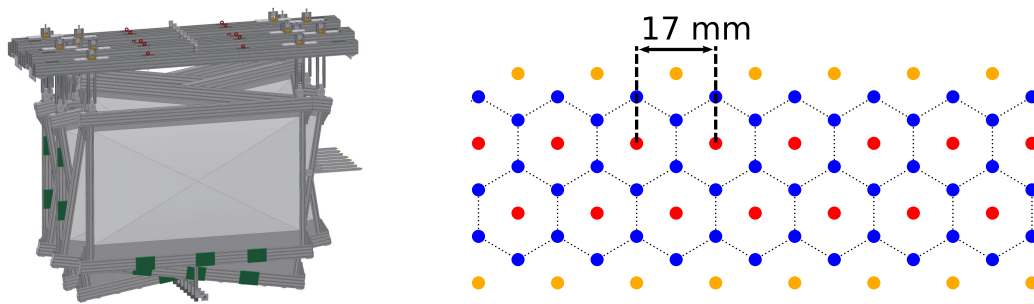
**Abbildung 2.10.:** Magnetfeldkarte des Dipolmagneten in der  $X$ - $Z$ -Ebene auf Höhe des Primärstrahls, erstellt an der GSI [Fre12]. Werte in Tesla.

### 2.2.9. ToF

Durch Messung von Impuls und Geschwindigkeit der detektierten Teilchen ist eine Teilchenidentifikation möglich. Die Impulsmessung erfolgt mit dem Magneten, für die Geschwindigkeitsmessung wird die Flugzeit (englisch: Time of Flight, *ToF*) bestimmt. Bei den ToF-Detektoren handelt es sich um Plastiksintillatoren, die an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen werden. Acht Szintillatoren der Abmessung  $3400 \text{ mm} \times 210 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$  in horizontaler Richtung bilden eine erste Wand, 14 Detektoren der Abmessung  $2700 \text{ mm} \times 200 \text{ mm} \times 45 \text{ mm}$  sind in vertikaler Richtung als zweite Wand angeordnet. Die Zeitauflösung der Detektoren liegt zwischen 630 ps und 840 ps [Mei13].

### 2.2.10. FluMo

Um Wirkungsquerschnitte zu bestimmen muss der absolute Photonenfluss bekannt sein. Dazu befindet sich am Ende der Photonenstrahlachse ein Flussmonitor (englisch: Flux Monitor, *FluMo*). Dieser besteht aus zwei Komponenten: Zum einen werden mit einem Bleiglas kristall alle eintreffenden Photonen detektiert. Dieser Detektor geht bei höheren Raten in Sättigung, so dass die Nachweiseffizienz sinkt. Ein zweiter Detektor besteht aus Plastiksintillatoren hinter einem Konverter, der im Konverter erzeugte Elektron-Positron-Paare detektiert. Da nur ein (fester) Bruchteil aller Photonen konvertiert, ist die Rate geringer und der Detektor geht nicht in Sättigung. Das Verhältnis der Zählraten beider Detektoren kann bei niedrigen Raten bestimmt werden, so dass bei hohen Raten die skalierte Messung des Plastiksintillators verwendet werden kann. [Zim12]



**Abbildung 2.11.:** *Links: CAD-Zeichnung der Driftkammern. Rechts: Anordnung der Drähte in den Driftkammern. In blau die Potentialdrähte, die auf negativer Hochspannung liegen und die Driftzellen begrenzen (gestrichelte Linien). In rot die Anodendrähte, die auf Erdpotential liegen und ausgelesen werden. Die gelben Drähte dienen der Feldformung am Rand der Driftkammer.*



## 3. Detektor

### 3.1. Anforderungen

Aufgabe des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektorsystems ist die Bestimmung der Polarisierung der Rückstoßprotonen bei photoinduzierter Mesonproduktion. Dazu müssen die Protonen an einem zweiten Target, dem Analysator, gestreut werden, wobei die Streuwinkel eine polarisationsabhängige Asymmetrie aufweisen. Als Analysator ist Kohlenstoff das Material der Wahl, da dessen Analysierstärke in der gleichen Größenordnung wie Wasserstoff oder Beryllium liegt [Ulb05, Ran82], die Handhabung aber einfacher ist.

Für eine Bestimmung der Streuwinkel werden zwei Spurpunkte vor und zwei hinter dem Analysator benötigt. Im BGO-OD-Experiment existieren bereits Spurdetektoren in Vorwärtsrichtung, insbesondere MOMO im Abstand von 113 cm hinter dem Target, der einen Winkelbereich bis  $11^\circ$  gegen die Strahlachse abdeckt. Es bietet sich daher an, MOMO, alternativ SciFi2, als Detektor für den vierten Spurpunkt zu verwenden. Es werden also drei weitere Lagen ortsauflösender Detektoren zwischen Target und MOMO benötigt.

Da sich das Target bei BGO-OD innerhalb zylindrischer Drahtkammern befindet, steht für targetnahe Detektoren nur ein Durchmesser von 84 mm zur Verfügung. Es wurde daher entschieden, drei identische Lagen aus Silizium-Streifen-Sensoren zu bauen, die unmittelbar hinter dem Target angebracht werden können. Da MOMO als vierte Detektorlage verwendet wird, sollte die dritte Lage eine vergleichbare Winkelabdeckung von mindestens  $11^\circ$  haben. Im folgenden Kapitel wird ein auf diesen Anforderungen basierender Detektor vorgestellt.

### 3.2. Detektion von geladenen Teilchen

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch ein Medium verlieren diese Energie, die im Material deponiert wird. Handelt es sich bei dem Material um ein Gas, so werden dabei die Atome oder Moleküle des Gases ionisiert, weshalb man auch von ionisierender Strahlung spricht. Bei einem Halbleiter erzeugt die Strahlung Elektron-Loch-Paare. Die benötigte Energie pro Elektron-Loch-Paar hängt von der Bandlücke des Halbleiters ab, ist aber größer, da wegen der Impulserhaltung auch Phononen angeregt werden [PDG12]. Für Silizium liegt die benötigte Energie pro Elektron-Loch-Paar bei 3,67 eV.

Beim Durchgang durch dünne Schichten ist der Energieverlust der einzelnen Teilchen nicht gaußförmig verteilt, sondern folgt einer asymmetrischen Verteilung.

Grund dafür ist, dass bei einer einzelnen Kollision mit einem Elektron ein großer Teil der Energie übertragen wird. Der Anteil der Energie, der maximal bei einer Kollision übertragen werden kann, ist für Teilchen mit einer im Vergleich zur Elektronenmasse großen Masse  $M \gg m_e$

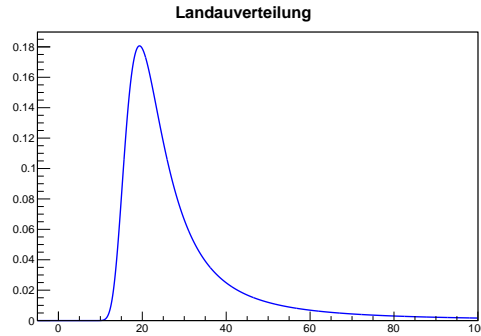
$$W_{\max} = 2m_e c^2 \beta \gamma, \quad (3.1)$$

Elektronen (und Positronen) können bis zur Hälfte ihrer Energie übertragen.

Die ersten Berechnungen zum Energieverlust in dünnen Absorbern stammt von Landau [Lan44]. Seine Berechnungen basieren auf der Vereinfachung, dass der maximal mögliche Energieübertrag  $W_{\max}$  unendlich ist. Die Verteilung

$$p(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{xs+s \ln s} ds \quad (3.2)$$

wird daher auch *Landau-Verteilung* genannt (Abbildung 3.1). Da die Verteilung



**Abbildung 3.1.:** Landauverteilung mit einem MPV von 20.

einen langen Ausläufer zu großen Werten hat, sind Mittelwert und Standardabweichung nicht definiert. Stattdessen gibt man meist die Position des Maximums  $\Delta_{\text{MPV}}$  (englisch *most probable value*, MPV) und die Halbwertsbreite  $w$  an. Der



von Landau berechnete Wert für  $\Delta_{\text{MPV}}$  ist

$$\Delta_{\text{MPV}} = \xi \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + 0,2000 - \beta^2 - \delta \right]$$

mit

$$\xi = Z N_a \frac{k}{\beta^2} t$$

$$I = 174 \text{ eV, logarithmische Anregungsenergie} \quad (3.3)$$

$$Z = 14, \text{ Kernladungszahl}$$

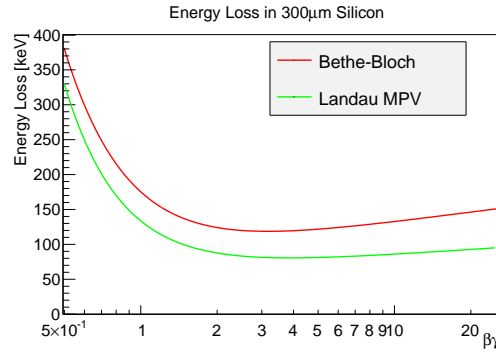
$$N_a = 4,9938 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}, \text{ Atomdichte}$$

$$k = 2,55 \cdot 10^{-19} z^2 \text{ eV}$$

$$z = \text{Ladung des einfallenden Teilchens}$$

$$t = \text{Dicke des Absorbers in } \mu\text{m}.$$

Bei  $\delta$  handelt es sich um einen Korrekturterm für den Effekt, dass bei höheren Energien aufgrund der Polarisierung des Mediums langreichweitige Wechselwirkungen reduziert werden. Der Term fehlt bei Landau und wurde später von Bichsel [Bic88] eingeführt. In Abbildung 3.2 ist der Verlauf des MPV gegen  $\beta\gamma$  dargestellt.



**Abbildung 3.2.:** Wahrscheinlichster Wert des Energieverlusts von geladenen Teilchen in 300  $\mu\text{m}$  Silizium (grün) sowie mittlerer Energieverlust nach der Bethe-Bloch-Formel (rot).

Die Ergebnisse von Landau beschreiben den Energieverlust gut für den Fall, dass der mittlere Energieverlust klein gegen den maximalen ist. Dies gilt für  $\kappa = \xi/w_{\text{max}} \leq 0,01$  [Leo94]. Für Protonen in 285  $\mu\text{m}$  Silizium ist diese Bedingung ab einem Impuls von 935 MeV/c erfüllt.

Bei der Messung mit einem realen Detektor (und Auslesesystem) kommt es aufgrund des Rauschens zu einer gaußförmigen Verbreiterung der gemessenen Signale. Da die Landau-Verteilung asymmetrisch ist, führt dies neben einer Verbreiterung auch zu einer Verschiebung des wahrscheinlichsten Werts zu höheren Energien.

Wird eine Faltung aus Gauß- und Landauverteilung an die gemessenen Werte gefittet, ist der wahrscheinlichste Wert der ermittelten Landauverteilung somit nicht identisch mit dem wahrscheinlichsten Wert der gemessenen Verteilung.

### 3.3. Silizium-Streifen-Sensoren

Silizium-Streifen-Sensoren sind Halbleiterdetektoren zum Nachweis von ionisierender Strahlung. Ihre besondere Stärke liegt dabei in der Ortsauflösung, was sie ideal zur Verwendung als Spurdetektoren macht. Der Aufbau entspricht einer  $\text{pin}^1$ -Diode, wobei die  $p$ - und  $n$ -dotierten Seiten streifenförmig segmentiert wurden.

Eine Halbleiter-Diode besteht aus  $p$ - und  $n$ -dotiertem Halbleitermaterial, meist Silizium. Bei der Dotierung werden Fremdatome in das Silizium-Gitter eingebracht. Als Donatoren bezeichnet man dabei Fremdatome, die ein Elektron mehr im Valenzband haben als Silizium, was bei Elementen der fünften Hauptgruppe der Fall ist. Das zusätzliche, nicht zur Bindung benötigte Elektron steht damit dem Leitungsband zur Verfügung. Die Dotierung mit Donatoren wird daher als  $n$ -Dotierung bezeichnet. Häufig wird Phosphor zur  $n$ -Dotierung von Silizium verwendet. Bei einer typischen  $n$ -Dotierung wird dabei eines von etwa  $10^7$  Silizium-Atomen substituiert. Bei einer stärkeren Dotierung, die bis zu einem Fremdatom pro  $10^4$  Silizium-Atomen erreichen kann, spricht man auch von  $n^+$ -Dotierung.

Die  $p$ -Dotierung erfolgt analog durch die Substitution mit Akzeptoren, Elementen der dritten Hauptgruppe, die Elektronen aufnehmen und dadurch Elektronenfehlstellen (*Löcher* im Valenzband) erzeugen. Meist wird Bor oder Aluminium als Akzeptor verwendet.

Werden  $p$ - und  $n$ -dotiertes Silizium zusammengefügt, diffundieren die Elektronen des  $n$ -dotierten und die Löcher des  $p$ -dotierten Gebiets aufgrund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentration in den benachbarten Bereich und können dort rekombinieren. Es bleibt ein Bereich ohne freie Ladungsträger, der auch als Verarmungszone bezeichnet wird. Durch die verbliebenen ortsfesten Atomrümpfe der Donator- und Akzeptoratome, deren Ladung nicht mehr durch die freien Ladungsträger ausgeglichen wird, entsteht ein elektrisches Feld. Die Spannung am  $pn$ -Übergang beträgt

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (3.4)$$

mit  $n_i$  der Anzahl der intrinsischer Ladungsträger und  $N_A$  und  $N_D$  der Akzeptor- und Donatorkonzentration.

Die Spannung am Übergang wirkt der Diffusion entgegen, so dass sich ein Gleichgewicht zwischen Diffusion und Drift einstellt. Dadurch ist die räumliche Ausdehnung der Verarmungszone begrenzt. Durch Anlegen einer äußeren Spannung lässt sich diese aber weiter ausdehnen, was für die Verwendung als Teilchendetektor

---

<sup>1</sup> $p$ -dotiert, intrinsisch,  $n$ -dotiert

von Bedeutung ist. Ihre Dicke ist bei einer angelegten externen Spannung  $V$

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_{bi} - V)}. \quad (3.5)$$

Weiterhin kann zwischen  $p$ - und  $n$ -dotierter Seite eine undotierte oder schwach  $n$ -dotierte, *intrinsisch* leitender Bereich eingefügt werden. Dieser Aufbau wird entsprechend als *pin*-Diode bezeichnet. Die Verarmungszone entsteht dabei zwischen  $p$ - und  $i$ -Bereich, wobei sie sich weit in den schwach dotierten Bereich erstreckt, da eine gleiche Anzahl von Ladungsträgern von beiden Seiten rekombiniert. Für die Dicke der Verarmungszone wird 3.5 wegen  $N_D \ll N_A$  zu

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{e N_D} (V_{bi} - V)} \quad (3.6)$$

Durch das fast völlige Fehlen von freien Ladungsträgern in der Verarmungszone ist der fließende Strom (auch *Leckstrom* genannt) bei Betrieb in Sperrrichtung sehr gering, im Bereich weniger Nanoampere, wobei wegen der thermischen Anregung von Ladungsträgern in das Leitungsband der Leckstrom mit der Temperatur ansteigt. Trifft nun ionisierende Strahlung auf die Raumladungszone, erzeugt sie dort Elektron-Loch-Paare. Es entsteht dabei eine Ladungswolke aus Elektronen und Löchern entlang der Teilchenspur, die aufgrund der angelegten Spannung zu den Elektroden der Diode driftet (Abbildung 3.3). Dort wirkt sich dies als Ladungspuls aus, der mit einem ladungsempfindlichen Verstärker registriert werden kann.

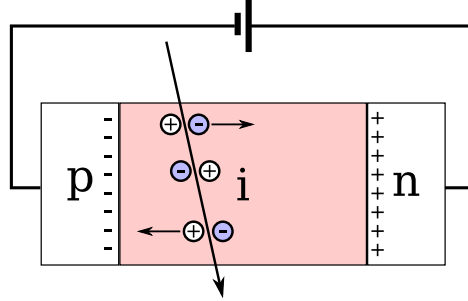
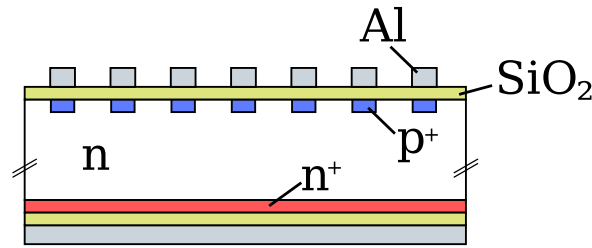


Abbildung 3.3.: *pin*-Diode

Bei einem Silizium-Streifen-Sensor sind  $p$ - und  $n$ -Seite in einzelne Streifen unterteilt, wobei typische Streifenabstände im Bereich von  $100\text{ }\mu\text{m}$  liegen. Zusätzlich können auf dem Sensor bereits die Widerstände zwischen Sperrspannung und einzelnen Streifen sowie die Entkoppelkondensatoren für die einzelnen Streifen enthalten sein, was die Ausleseelektronik vereinfacht. Zur kapazitiven Entkoppelung werden dabei die Auslestreifen aus Aluminium, die oberhalb der  $p$ - bzw.  $n$ -dotierten Streifen verlaufen, durch eine passivierte Schicht aus Siliziumdioxid von

diesen isoliert (Abbildung 3.4). Die parallel verlaufenden Streifen aus dotiertem Silizium und Aluminium bilden dadurch einen Kondensator.



**Abbildung 3.4.:** Aufbau eines Silizium-Streifen-Sensors mit kapazitiver Kopplung. Schnitt orthogonal zu den  $p$ -Streifen der Oberseite. Die  $p$ -dotierten Streifen und die Auslestreifen aus Aluminium bilden, da sie durch Siliziumoxid isoliert sind, einen Kondensator.

Die Widerstände für die Sperrspannung können in Form von Polysilizium-Widerständen für jeden Streifen auf dem Sensor implementiert werden. Eine andere Möglichkeit ist das sog. *Punch-Through-Biasing*. Dabei wird ein  $p$ -dotierter Kontakt für die Sperrspannung zu den  $p$ -dotierten Streifen durch einen Bereich undotierten Siliziums isoliert. Bei Anlegen einer Sperrspannung bildet sich eine Verarmungszone um diesen Kontakt, die sich mit steigender Spannung ausdehnt, bis sie sich mit den Verarmungszonen der Streifen verbindet und der ganze Detektor depletiert ist (Abbildung 3.5). Auf der  $n$ -Seite des Sensors sind die Streifen durch  $p^+$ -dotierte Bereiche voneinander isoliert. Am Ende der  $n^+$ -dotierten Streifen wird durch eine Öffnung der  $p^+$ -Isolierung eine hochohmige Verbindung zum Anschlussring der Sperrspannung gebildet.

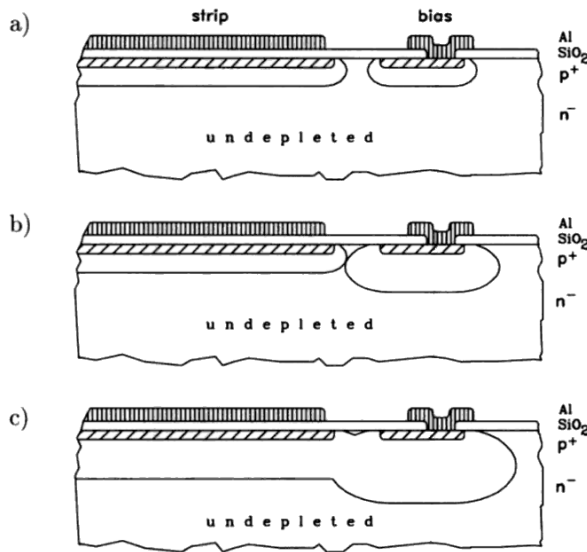
### 3.4. Ortsauflösung

Erzeugt ein geladenes Teilchen ein Signal in nur einem Streifen, so wird die rekonstruierte Position die Mitte des Streifens sein, während die tatsächliche Position gleich wahrscheinlich zwischen linkem und rechtem Rand des Streifens liegt. Bei einer Streifenbreite  $p$  gilt damit für die Varianz des Fehlers

$$\text{Var}(x) = \frac{\int_{-\frac{p}{2}}^{\frac{p}{2}} x^2 dx}{\int_{-\frac{p}{2}}^{\frac{p}{2}} dx} = \frac{p^2}{12} \quad (3.7)$$

und damit für die Standardabweichung

$$\sigma = \frac{p}{\sqrt{12}}. \quad (3.8)$$



**Abbildung 3.5.:** Verlauf der Depletion bei Punch-Through-Biasing. Mit steigender Sperrspannung (a) nach (c) wächst die Verarmungszone vom Anschluss der Sperrspannung (bias) und verbindet sich mit der Verarmungszone unterhalb der p-dotierten Streifen, bis das gesamte Volumen des Sensors depletiert ist. (aus [Lut07])

Verteilt sich dagegen die erzeugte Ladungsmenge auf zwei benachbarte Streifen und werden die Signalhöhen der einzelnen Streifen ausgelesen<sup>2</sup>, so kann die Position zwischen den Streifen interpoliert und dadurch eine bessere Ortsauflösung erzielt werden. Entscheidend für die Auflösung ist dann neben der Häufigkeit von Zweistreifentreffern im Vergleich zu Einstreifentreffern die Genauigkeit der Bestimmung der im Streifen deponierten Ladung, und damit das Rauschen des Gesamtsystems.

Eine detaillierte Betrachtung der Abhängigkeit der Ortsauflösung von Streifenabstand und Rauschen findet sich in Abschnitt 4.3.

### 3.5. Energieauflösung

Die Energiedeposition im Detektor führt zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren, deren Anzahl die Höhe des gemessenen Signals bestimmt. Die benötigte Energie  $\epsilon$  pro Elektron-Loch-Paar hängt dabei von der Teilchenart und Temperatur des Sensors ab. Aus Messungen [Peh68] ergibt sich für die im Mittel benötigte Energie bei Alpha-Teilchen

$$\epsilon_{\alpha} = 3,62 \pm 0,02 \text{ eV}$$

und für Elektronen und hochenergetische Photonen

$$\epsilon_e = 3,67 \pm 0,02 \text{ eV}$$

bei Raumtemperatur. Mit steigender Temperatur sinkt die benötigte Energie geringfügig.

<sup>2</sup>oft als *analoge* Auslese bezeichnet, im Gegensatz zur *digitalen* Auslese, wo nur zwischen getroffenen und nicht getroffenen Streifen unterschieden wird

### 3.5.1. Fano-Faktor

Aufgrund der statistischen Natur der Erzeugung der Elektron-Loch-Paare ist zu erwarten, dass die Anzahl der erzeugten Ladungsträger bei gleicher Energiedeposition nach der Poisson-Statistik verteilt ist, so dass bei im Mittel  $N$  erzeugten Ladungsträgern die Standardabweichung  $\sigma = \sqrt{N}$  erwartet wird. Da die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare im Kristallgitter aber nicht statistisch unabhängig voneinander erfolgt, gilt für die tatsächliche Breite

$$\sigma = \sqrt{FN} \quad (3.9)$$

mit dem Fano-Faktor  $F$  [Fan47], der bei Silizium den Wert von etwa 0,1 annimmt.

### 3.5.2. Rauschen

Neben der intrinsischen Verbreiterung ist die gemessene Signalhöhe durch unvermeidbares Rauschen des Gesamtsystems aus Detektor und Ausleseelektronik Fluktuationen unterworfen. Die Höhe des Rauschens wirkt sich sowohl auf die Energie- als auch die Ortsauflösung eines Streifendetektors aus (s.a. Abschnitt 4.3). Da die Signale eines dünnen Halbleiterdetektors bei der Detektion geladener Teilchen zu meist nur wenige Femtocoulomb betragen, ist der Beitrag des Rauschens gegenüber dem Signal nicht vernachlässigbar, kann sogar in der gleichen Größenordnung liegen. Daher ist die Minimierung des Rauschanteils ein entscheidendes Ziel bei der Entwicklung der Ausleseelektronik.

Für das Rauschen in einem Halbleiterdetektor gibt es folgende bedeutende Quellen [Lut07]:

- **Thermisches Rauschen**

Das thermische Rauschen entsteht durch die temperaturbedingte Fluktuation der Ladungsträger in einem elektrischen Leiter [Nyq28]. Die spektrale Dichte an einem Widerstand  $R$  ist gegeben durch

$$\frac{d\bar{u}^2}{df} = 4kTR. \quad (3.10)$$

Da die spektrale Dichte unabhängig von der Frequenz ist, handelt es sich um weißes Rauschen.

- **Schrotrauschen**

Schrotrauschen tritt immer dann auf, wenn ein elektrischer Strom eine Potentialbarriere überwinden muss. Aufgrund der Quantisierung der Ladung tritt dabei eine statistische Fluktuation der Ladungsträger auf. Bei einem konstanten Strom  $I$  erwartet man im Intervall  $\Delta t$  eine Ladung  $\Delta Q = I\Delta t$ , die die Potentialbarriere passiert. Dies entspricht (im Mittel) einer Anzahl  $N = I\Delta t/e$  Elektronen, mit der statistischen Schwankung  $\delta N = \sqrt{N}$ . Die

spektrale Dichte des Schrotrauschens ist

$$\frac{di^2}{df} = 2qI, \quad (3.11)$$

für Frequenzen, deren Periode groß gegen die Transitzeit ist, was bis in den Gigahertzbereich der Fall ist. Es handelt sich somit ebenfalls um ein weißes Rauschen.

- **$1/f$ -Rauschen**

Niederfrequentes Rauschen entsteht in Halbleitern durch eingefangene und wieder freigegebene Ladungsträger [Kan89]. Für die spektrale Dichte gilt

$$\frac{dU^2}{df} \propto \frac{1}{f^\alpha} \text{ mit } \alpha \approx 1. \quad (3.12)$$

Man spricht daher auch von  $1/f$ -Rauschen.

In einem ladungsempfindlichen Verstärker tritt Rauschen an verschiedenen Stellen auf und wirkt dabei unterschiedlich. Im Wesentlichen lassen sich die Rauschquellen dabei in serielle und parallele Rauschquellen einteilen.

Das Rauschen in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker ist dominiert durch das im Eingangstransistor entstehende Rauschen. Dieses lässt sich als Rauschspannung beschreiben, die sich in Serie zum Eingang des Verstärkers befindet. Dabei tritt sowohl weißes als auch  $1/f$ -Rauschen auf.

Das im Detektor entstehende Rauschen kann als Rauschstrom am Eingang des Vorverstärkers interpretiert werden. Durch den Widerstand des Detektors selbst wird dabei thermisches Rauschen verursacht, während der Leckstrom Schrotrauschen hervorruft. Insgesamt ergibt sich für dieses Parallelrauschen damit ein weißes Spektrum.

Die Signalformung im Verstärker wirkt sich auf das Signal-Rausch-Verhältnis des Gesamtsystems aus. Bei einem CR-RC-Shaper, wie er auch beim Frontend-Chip APV25 (s. Abschnitt 3.9) verwendet wird, wird dabei das Signal des Vorverstärkers zunächst differenziert und danach integriert. Die Zeitkonstante  $\tau = RC$  bestimmt dabei die Anstiegszeit des geformten Ausgangssignals (s.a. Abbildung 3.14). Die Signalformung wirkt sich wie ein Frequenzfilter auf das Eingangssignal aus, wodurch das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert wird, da das Signal in einen engen Frequenzbereich fällt, während insbesondere das weiße Rauschen frequenzunabhängig ist.

Betrachtet man die Auswirkung der Zeitkonstante auf die verschiedenen Rausch-

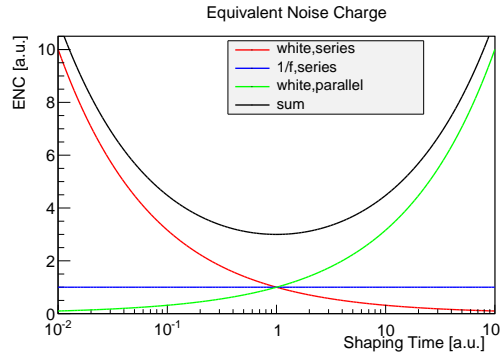
beiträge, so zeigt sich

$$N/S_{\text{weiß,serie}} \propto \frac{1}{\sqrt{\tau}} \quad (3.13)$$

$$N/S_{1/f,\text{serie}} \propto 1 \quad (3.14)$$

$$N/S_{\text{weiß,parallel}} \propto \sqrt{\tau}. \quad (3.15)$$

Je nach Rauschanteil kann somit eine angepasste Zeitkonstante das Signal-Rausch-Verhältnis erhöhen. In Abbildung 3.6 sind die Rauschanteile gegen die Frequenz schematisch dargestellt. Testmessungen mit dem verwendeten Sensortyp ergaben eine optimale Shapingzeit von etwa 200 ns (siehe Abschnitt 6.2.3).



**Abbildung 3.6.:** Schematische Abhängigkeit der Rauschkomponenten von der Shapingzeit. Je nach Anteilen des Parallel- und Serienrauschens ergibt sich eine unterschiedliche ideale Shapingzeit.

Durch Strahlenschäden erhöht sich der Leckstrom des Sensors, womit auch dessen Schrotrauschen ansteigt. Da es sich um weißes Parallelrauschen handelt, verschiebt sich damit die optimale Shapingzeit zu niedrigeren Werten. Da eine kürzere Shapingzeit auch für die Zeitauflösung und die Auslesezeit vorteilhaft ist, erscheint es sinnvoll, einen Betrieb bei einer niedrigeren als der optimalen Shapingzeit für den unbestrahlten Sensor vorzusehen.

### 3.5.3. Zufallskoinzidenzen

Ein einfaches Auslesesystem detektiert Streifentreffer dann, wenn das Ausgangssignal des Shapers eine definierte Schwelle überschreitet. Für ein solches System würde durch eine größere Shapingzeit die Wahrscheinlichkeit, Signale von mit dem Trigger nicht korrelierten Teilchen zu detektieren, deutlich ansteigen. Für eine Rate  $R$  im Detektor ergibt sich in Abhängigkeit von der Dauer  $t_{\text{TOT}}$ , die das Signal oberhalb einer Schwelle bleibt, für einen beliebigen Zeitpunkt eine Wahrschein-



lichkeit

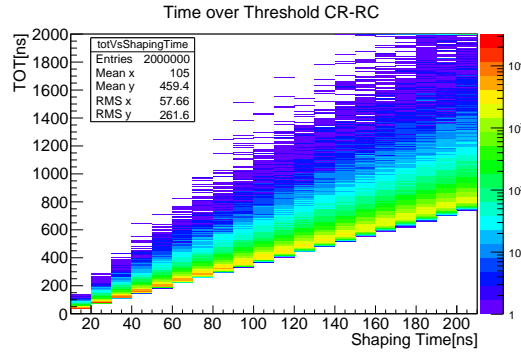
$$p = R \cdot t_{\text{TOT}} \quad (3.16)$$

ein unkorreliertes Signal zu detektieren.

Werden Treffer innerhalb eines Zeitfensters der Länge  $t_{\text{Trig}}$  um den Triggerzeitpunkt akzeptiert, so erhöht sich die Wahrscheinlichkeit gemäß

$$p = R \cdot (t_{\text{TOT}} + t_{\text{Trig}}) \quad (3.17)$$

Abbildung 3.7 zeigt die Abhängigkeit von  $t_{\text{TOT}}$  von der Shapingzeit, simuliert für Landau-verteilte Eingangssignale mit einem wahrscheinlichsten Wert von  $\Delta_{\text{MPV}} = 22,5 \text{ ke}$  und einer Schwelle von  $4 \text{ ke}$ .



**Abbildung 3.7.:** Länge des Ausgangssignals eines CR-RC-Shapers oberhalb der Schwelle gegen die Shapingzeit bei einer Landauverteilung der Signalhöhen.

Die nominelle Shapingzeit des APV25 liegt bei  $50 \text{ ns}$ , was zu einem mittleren Wert von  $t_{\text{TOT}} = 218 \text{ ns}$  führt. Bei einer Shapingzeit von  $200 \text{ ns}$  liegt der mittlere Wert bei  $875 \text{ ns}$ . Bei einer Rate von  $1 \text{ MHz}$  im Sensor ergibt sich daraus eine mittlere Zufallskoinzidenzhäufigkeit von  $0,875$  pro ausgelesenem Ereignis.

Um die Anzahl der Zufallskoinzidenzen auch bei hohen Raten und langen Shapingzeiten zu reduzieren, wird daher zusätzlich eine zeitliche Information über das detektierte Signal benötigt. Bei der Verarbeitung im FPGA (s. Abschnitt 5.2.2) wird dazu der Zeitpunkt des Überschreitens der Schwelle in Einheiten der Taktperiode von  $20 \text{ ns}$  aufgezeichnet. Bei einem zeitlichen Schnitt auf zwei Taktzyklen reduziert sich somit das Koinzidenzintervall auf  $40 \text{ ns}$ , was bei einer Rate von  $1 \text{ MHz}$  zu einer Zufallskoinzidenzwahrscheinlichkeit von  $4\%$  führt.

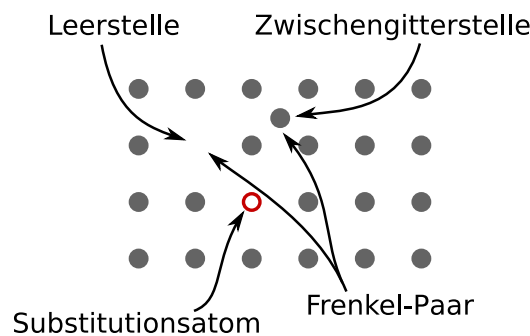
### 3.6. Strahlenschäden

Sowohl die geladenen Teilchen, die Signale im Detektor erzeugen, als auch nichtionisierende Strahlung können das Kristallgitter des Siliziumdetektors schädigen.

Dabei können durch elastische Stöße Atome aus dem Kristallgitter entfernt werden (Leerstellen) oder an anderer Stelle im Kristall zur Ruhe kommen (Frenkel-Defekt), oder Fremdatome werden, in Form von eingefangenen Ionen oder durch Neutroneneinfang, in das Kristallgitter eingebaut (Abbildung 3.8). Hat das aus dem Gitter herausgeschlagene Atom eine hohe kinetische Energie, kann auch dieses weitere Schäden im Kristall verursachen, so dass sich größere beschädigte Bereiche (*Cluster*) bilden können.

Nicht alle Schäden sind dauerhaft. So können Zwischengitteratom und Leerstelle rekombinieren, da sie bei Raumtemperatur im Kristall wandern können. Bei höheren Temperaturen nimmt die Rekombinationsrate entsprechend zu, da auch die Mobilität der Defekte ansteigt. Dieses Ausheilen von Strahlenschäden wird als *Annealing* bezeichnet.

Andererseits können Kristalldefekte auch so kombinieren, dass sie einen neuen, stabilen Defekt bilden. Ein Beispiel ist die Kombination einer Leerstelle mit einem Phosphor-Atom (E-Zentrum) oder Sauerstoff-Atom (A-Zentrum). Man beobachtet, dass nach einer Bestrahlung die Schäden zunächst teilweise ausheilen, während sie nach längerer Zeit wieder zunehmen (*reverse annealing*), wobei auch dieser Effekt temperaturabhängig ist. Diese Zunahme stammt entweder von der Umwandlung von elektrisch inaktiven in aktive Defekte (Prozess erster Ordnung) oder durch Kombination zweier inaktiver Defekte zu einem aktiven Defekt (Prozess zweiter Ordnung) [Lut07].

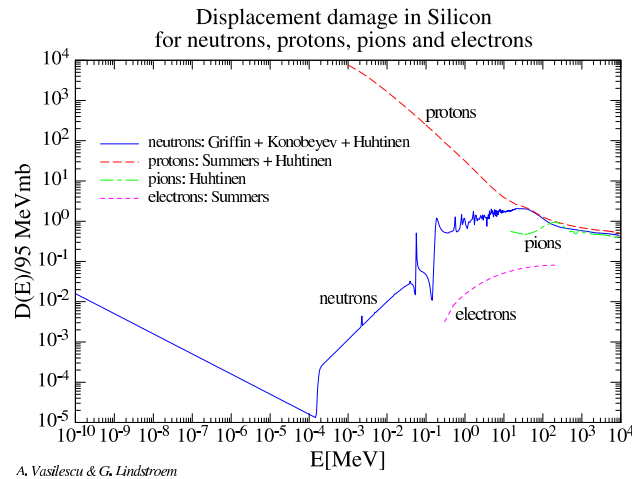


**Abbildung 3.8.:** Arten von Kristalldefekten (Punktedefekte)

Die Veränderungen des Kristallgitters haben mehrere Auswirkung auf die elektrischen Eigenschaften des Halbleiters. So können die Defekte Elektronen und Löcher einfangen und emittieren, was zu einer geringeren Signalamplitude und zu einem erhöhten Leckstrom führt. Durch einen erhöhten Leckstrom wächst damit auch das Rauschen (Schrotrauschen). Weiterhin kann durch Veränderung der Ladungsträgerdichte eine Erhöhung der Biasspannung zur Depletion des Sensors erforderlich sein, was wiederum den Leckstrom erhöht. Kann der Detektor selbst bei maximaler Spannung nicht mehr depletiert werden oder ist der Leckstrom und damit der ohmsche Wärmeverlust zu hoch, wird der Detektor unbenutzbar. Dar-

aus ergibt sich umgekehrt eine maximale Strahlenbelastung, bei der der Detektor betrieben werden kann. Die Strahlenfestigkeit von Siliziumdetektoren kann durch Implantation von Sauerstoff erhöht werden [Lin01].

Um die Strahlenbelastung zu quantifizieren, wird die Wirkung verschiedener Teilchenarten bei verschiedenen kinetischen Energien umgerechnet in die äquivalente Wirkung von Neutronen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV. Eine Parametrisierung basierend auf [Vas98, Vas00] ist in Abbildung 3.9 dargestellt.



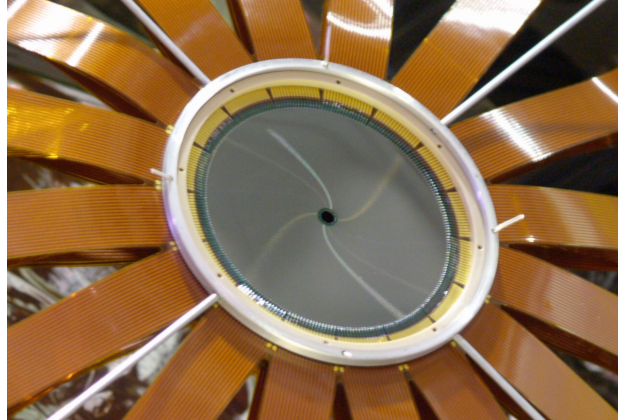
**Abbildung 3.9.:** Umrechnungsfaktor für verschiedene Teilchenarten in äquivalente Wirkung von 1 MeV Neutronen, nach [Vas00]

### 3.7. Vorstudien

Um den runden Querschnitt durch Silizium-Streifen-Sensoren abzudecken, bot es sich an, einen runden Sensor zu verwenden. Von der Firma Micron<sup>3</sup> wurden daher runde Sensoren erworben, die auf Basis eines existierenden Designs erstellt wurden. Diese beidseitig ausgelesenen Sensoren haben je Seite 256 spiralförmig angeordnete Streifen, die auf Vorder- und Rückseite entgegengesetzt verlaufen und sich jeweils an einer Stelle kreuzen. Ein Bild eines solchen Sensors ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

Bei diesen Sensoren sind die Streifen nicht kapazitiv angekoppelt, sondern direkt angeschlossen. Somit müssen Entkoppelkondensatoren und Widerstände zum Anlegen der Biasspannung in die Ausleseelektronik integriert werden. Dazu wurde eine Platine entwickelt, die die Widerstände und Kondensatoren für die einzelnen Streifen enthält und den Anschluss an APV25-Frontend-Chips ermöglicht (s. Abschnitt 3.9). Es wurden im Rahmen einer Diplomarbeit Untersuchungen mit

<sup>3</sup>MICRON Semiconductor, Lancing, Sussex, UK



**Abbildung 3.10.:** Der XXX2-Sensor der Firma Micron. Auf beiden Seiten befinden sich spiralförmige Streifen, die entgegengesetzt verlaufen. Der Sensor befindet sich in einer Keramikhalterung, die Streifen sind an 16 Kaptonkabel mit je 16 Adern gebondet.

diesem Sensor durchgeführt, wobei die prinzipielle Funktionsfähigkeit bestätigt wurde, allerdings das Rauschen für zu hoch befunden wurde [Die11]. In Abbildung 3.11 ist ein mit diesem Sensor aufgenommenes Spektrum einer  $^{226}\text{Ra}$ -Quelle zu sehen.

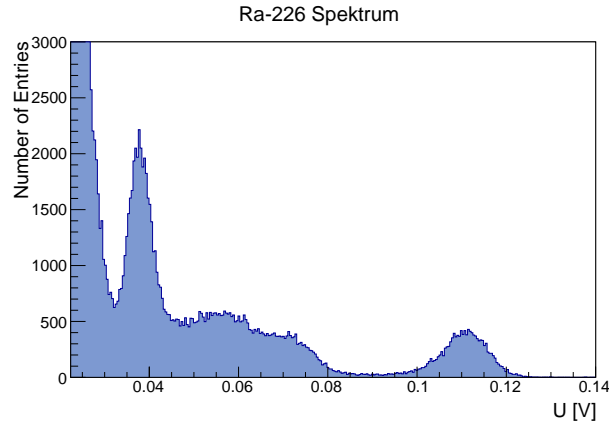
Für minimalionisierende Teilchen hätte sich bei Verwendung dieser Sensoren ein Signal-Rausch-Verhältnis kleiner 1 ergeben, so dass ein alternativer Aufbau mit AC-gekoppelten Sensoren entwickelt wurden. Da die Entwicklung eines neuen, runden Detektordesigns mit AC-gekoppelten Streifen aus Kostengründen nicht möglich war, wurde dabei auf verfügbare, quadratische Sensoren zurückgegriffen.

### 3.8. Verwendete Sensoren

Die im hier dargestellten Aufbau verwendeten Silizium-Streifen-Sensoren wurden bei CiS in Erfurt<sup>4</sup> hergestellt. Sie sind  $35 \times 35 \text{ mm}^2$  groß, wobei die aktive Fläche  $33,315 \times 33,315 \text{ mm}^2$  ist. Die Sensoren sind  $285 \pm 10 \mu\text{m}$  dick und werden beidseitig mit einem Stereowinkel von  $90^\circ$  ausgelesen. Der Streifenabstand beträgt  $65 \mu\text{m}$  bei einer Breite der Streifen von  $30 \mu\text{m}$ , wobei jeder zweite Streifen ausgelesen wird. Ein Foto des Sensors ist in Abbildung 3.12 zu sehen.

Die Sensoren wurden aus 4-Zoll-Wafern aus Silizium-Einkristallen in  $\langle 111 \rangle$ -Orientierung erstellt. Die Streifen der Vorderseite sind  $p^+$ -Streifen in  $n$ -dotiertem Substrat, während die Streifen der Rückseite  $n^+$ -dotiert sind, mit  $p$ -dotierten Streifen zur Isolierung ( $p$ -Spray). Die Depletion erfolgt durch Punch-Through-Biasing,

<sup>4</sup>CiS Forschungsinstitut für Mikrosensorik und Photovoltaik GmbH, Erfurt



**Abbildung 3.11.:** Ein mit dem XXX2-Sensor aufgenommenes  $^{226}\text{Ra}$ -Spektrum. Ganz links ist das Rauschen zu sehen, danach folgen die Signale der  $\alpha$ -Strahlung aus der Zerfallsreihe des Radiums (aus [Die11]).

die Streifen selbst sind AC-gekoppelt, können also direkt mit dem Front-End-Chip verbunden werden. Auf der Vorderseite befinden sich 8 sog. *Guard-Ringe*, die für einen schrittweisen Spannungsabfall zwischen der aktiven Fläche und dem Rand des Sensors sorgen. Details zu den Sensoren finden sich in [Zau13].

### 3.9. Front-End-Chip APV25-S1

Die Silizium-Streifen-Sensoren werden über Front-End-Chips ausgelesen, die über Drahtbonds mit den AC-Pads der Streifen verbunden sind. Dies hat den Vorteil einer kompakten Auslese und einer kurzen und damit rauscharmen Verbindung zwischen Streifen und Vorverstärker. Der verwendete Chip APV25-S1 wurde für die Silizium-Streifen-Sensoren des CMS-Detektors am LHC entwickelt [Jon99]. Er ermöglicht das Auslesen von 128 analogen Kanälen, für die jeweils Vorverstärker und Signalformer (CR-RC Shaper) vorhanden sind.

Die Polarität der Eingänge kann sowohl negativ als auch positiv sein, so dass der APV25 für beide Seiten eines Silizium-Streifen-Sensors eingesetzt werden kann. Nach der Signalformung werden die analogen Signale in einem Ringpuffer mit einer Länge von 192 Speicherzellen abgelegt, wobei für jeden Takt-Zyklus eine Reihe geschrieben wird. Wird ein Puls auf den Trigger-Eingang gegeben, so werden die Inhalte des Speichers über die differentielle Ausgangsleitung ausgegeben, wobei zunächst digitale Daten (Header) und anschließend die 128 analogen Werte ausgegeben werden (Abbildung 3.13), deren Reihenfolge aufgrund der internen Verschaltung aber nicht der physikalischen Anordnung der Eingänge entspricht. Ein solches Datenpaket wird als *Frame* bezeichnet, wobei mehrere Frames und damit mehrere aufeinanderfolgende Speicherzellen durch Senden mehrerer Trigger



**Abbildung 3.12.:** Foto des verwendeten Sensortyps von CiS. Die Streifen verlaufen hier von oben nach unten. Die nebeneinander liegenden Bondpads der einzelnen Streifen sind als helle horizontale Doppellinie zu erkennen, da sie für benachbarte Streifen jeweils versetzt angeordnet sind. Jeder Streifen verfügt über 4 Bondpads, um verschiedene Anschlussgeometrien zu ermöglichen. Die Kantenlänge des Sensors beträgt 35 mm.

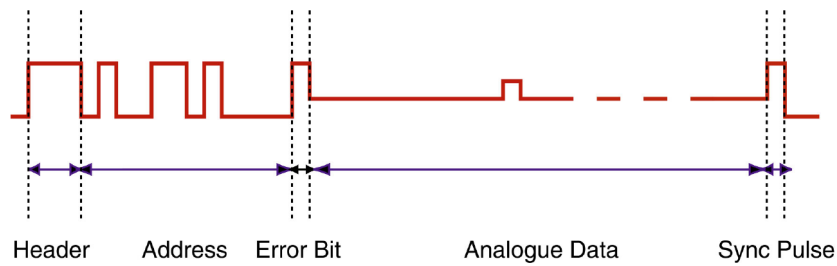
ausgelesen werden können.

Das Ausgangssignal des CR-RC-Shapers hat für Eingangssignale  $Q$ , die kurz gegen die Anstiegszeit  $\tau$  sind, die Form

$$v_{\text{out}} = A Q \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}},$$

wobei der Faktor  $A$  durch den Vorverstärker bestimmt ist. Durch das Auslesen mehrerer Frames kann dieses Signal in bestimmten Abständen, die Vielfache des Taktzyklus sind, abgetastet werden (Abbildung 3.14). Um die im Sensor erzeugte Ladungsmenge  $Q$  zu rekonstruieren, kann das Maximum des Signals verwendet werden. Im einfachsten Fall wird dabei das Maximum eines Kanals über die ausgelesenen Frames bestimmt; für eine genauere Bestimmung von Höhe und Zeitpunkt des Maximums kann zusätzlich ein Fit über die Signale mehrerer Frames ausgeführt werden.

Durch die Zwischenspeicherung der Signale ist es möglich, die Ausgangspulse von einem Zeitpunkt zu erhalten, der zum Zeitpunkt der Erzeugung des Triggersignals bereits in der Vergangenheit liegt. Dies ist erforderlich, da der APV25 einen externen Trigger benötigt, und nicht selbstständig Daten senden kann, sobald ein Treffer registriert wurde. Da zur Erzeugung eines Triggersignals durch andere Detektorkomponenten und zur Weiterleitung an die Frontend-Chips eine



**Abbildung 3.13.:** Schematische Darstellung des Ausgangssignal des APV25 (aus [Jon01])

gewisse Zeit benötigt wird, erreicht das Triggersignal den APV25 erst einige Zeit nach dem physikalischen Ereignis. Der Abstand zwischen Detektorsignal und Trigger ist einstellbar und kann bis zu 191 Taktzyklen betragen, was bei einem Takt von 40 MHz einer Verzögerung von  $4,775\text{ }\mu\text{s}$  entspricht.

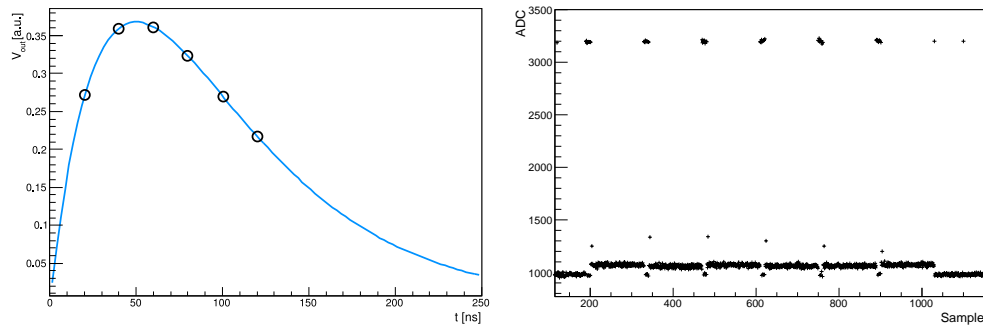
Werden gerade keine Frames über die Datenleitung gesendet, so erzeugt der APV alle 35 Taktzyklen einen Puls der Höhe einer logischen Eins, von einem Taktzyklus Länge. Dieser Puls wird als *Heartbeat* bezeichnet.

Eine Reihe von Parametern, wie Verstärkung, Signalformung, Polarität, oder der zeitliche Abstand zwischen ausgelesener und aktueller Speicherzelle, kann über I<sup>2</sup>C [I2C00] eingestellt werden. Darüber hinaus erlaubt der APV eine Kalibrierung durch das Injizieren bekannter Ladungsmengen in die Vorverstärkereingänge. Dies erfolgt durch einen einstellbaren Spannungspuls, der über einen Kondensator einen Ladungspuls erzeugt. Durch weitere Registereinstellungen ist es möglich, verschiedene Gruppen von je 16 Kanälen auszuwählen, für die ein Kalibrierungspuls erzeugt werden soll. Außerdem kann eine Verzögerung zwischen Kalibrierungstrigger und Injektion in Schritten von  $3,125\text{ ns}$  eingestellt werden.

Die Kalibrationspulse werden durch einen Spannungspuls an einem internen Kondensator erzeugt, der mit den Analogeingang des jeweiligen Kanals verbunden ist. Die Höhe des Spannungspulses ist so einstellbar, dass sich zusammen mit der Kapazität des Kopplungskondensators Werte zwischen 0 und  $35\text{ fC}$  ergeben. Ein minimalionisierendes Teilchen erzeugt in einem  $300\text{ }\mu\text{m}$  dicken Siliziumsensor etwa 25 000 Elektronen, was  $4\text{ fC}$  entspricht. Zur absoluten Energiekalibrierung sind die internen Kalibrationspulse nur bedingt geeignet; so wird berichtet, dass die Pulse etwa 40 % zu hoch sind [Fri01]. Sie kann aber zur relativen Kalibrierung der Kanäle eines Frontends oder verschiedener Frontends eines Sensors verwendet werden. Zur absoluten Kalibrierung bieten sich Messungen mit minimalionisierenden Teilchen an.

Da der APV für ein Experiment am LHC entwickelt wurde, ist er für eine





**Abbildung 3.14.:** *Links: Ausgangssignal des CR-RC-Shapers der APV25. Dieses Signal wird mit der Taktfrequenz abgetastet (hier alle 20 ns an den markierten Stellen). Rechts: Die ausgelesenen und digitalisierten Frames. Man erkennt die Frame-Grenzen an den Headern, deren logische Eins als maximale Amplitude im Analogsignal hervorsticht. Die abgetasteten und ausgegebenen Werte des getroffenen Kanals lassen die ursprüngliche Form erkennen.*

Takt-Frequenz von 40 MHz optimiert, die aufgrund des Abstands von 25 ns zwischen den Teilchenpaketen im LHC gewählt wurde [Brü04]. Er kann aber auch bei anderen Frequenzen betrieben werden, es muss aber darauf geachtet werden, dass verschiedene Parameter, wie zum Beispiel die Shaping-Zeit, dann angepasst werden müssen. Für den Betrieb an BGO-OD ist eine Taktfrequenz von 50 MHz vorgesehen.

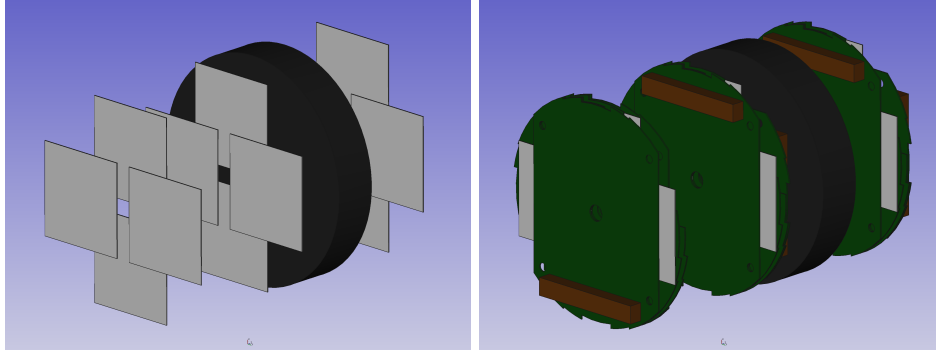
### 3.10. Detektorsystem

Um den verfügbaren Querschnitt von 84 mm abzudecken, wurden die quadratischen Sensoren so angeordnet, dass jeweils vier Sensoren eine Lage bilden, wobei deren Ecken gerade den äußeren Rand berühren (Abbildung 3.15). Dadurch ergibt sich eine quadratische Öffnung mit einer Kantenlänge von 6 mm für den Primärstrahl. Damit werden von der gesamten Querschnittsfläche 68 % abgedeckt. Insgesamt werden drei Lagen von Sensoren benötigt, um zwei Spurpunkte vor und einen hinter dem Kohlenstofftarget zu erhalten.

Da die vier Sensoren einer Lage teilweise überlappen, müssen je zwei Sensoren versetzt entlang der Strahlachse angeordnet werden. Es wurde daher eine Sensorplatine entwickelt, die die Auslese für die Vorder- und Rückseite von zwei Sensoren übernimmt. Für den gesamten Detektor werden somit sechs dieser Platinen benötigt.

Für die Messung der Rückstoßpolarisation werden Spurpunkte aus allen drei Lagen benötigt, so dass es sinnvoll ist, die Lagen gleich zu orientieren, wie in Abbildung 3.15 dargestellt. Für die Verwendung als Vertexdetektor ohne Kohlen-





**Abbildung 3.15.:** *Links:* Aufbau des Gesamtdetektors aus mehreren quadratischen Silizium-Streifen-Sensoren. *Rechts:* Anordnung mit den zugehörigen Ausleseplatinen.

stofftarget kann es dagegen günstiger sein, eine Lage um  $45^\circ$  zu drehen, so dass nicht die Anzahl der Spurpunkte, sondern die Winkelabdeckung maximiert wird.

Da MOMO für den vierten Spurpunkt verwendet wird, sollte die dritte Sensorlage eine Winkelabdeckung vergleichbar mit der von MOMO bieten, die etwa  $11^\circ$  beträgt. Da der Durchmesser auf 84 mm begrenzt ist, ergibt sich damit ein maximaler Abstand  $d$  zum Interaktionspunkt für die dritte Lage von

$$d = \frac{42 \text{ mm}}{\tan 11^\circ} = 216 \text{ mm}.$$

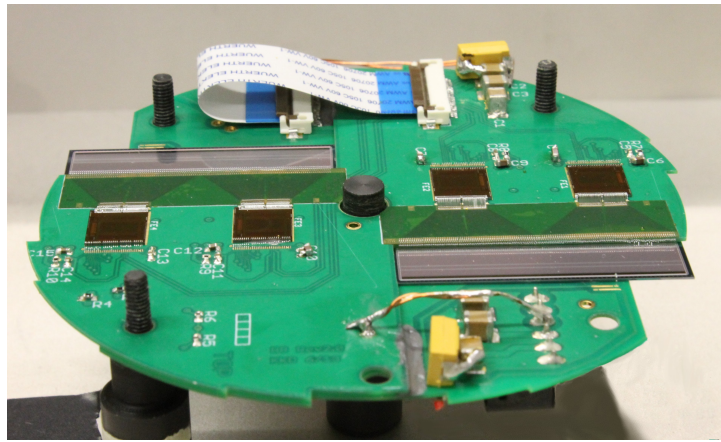
Dies begrenzt somit die Länge des Gesamtdetektors, und damit auch die des Kohlenstofftargets. Eine genauere Betrachtung der Streutargetlänge findet sich in Abschnitt 4.4.

### 3.10.1. Sensor-Platine

Für den Anschluss der Frontend-Chips an den Sensor wurde eine vierlagige Platine entworfen, die zusätzlich Abblockkondensatoren für die Frontends, Anschlussbuchsen für die Daten- und Versorgungsleitungen und einen Temperatursensor enthält. Es wurde dabei eine starre Leiterplatte mit einer Dicke von 0,5 mm gewählt. Diese bietet noch hinreichende mechanische Stabilität, hat aber im Vergleich zu Platinen mit der meist verwendeten Dicke von 1,6 mm eine reduzierte Materialbelegung. Darüber hinaus führt die geringere Dicke zu Platzersparnis entlang der Strahlachse.

Für Vorder- und Rückseite der Sensoren, deren Streifen orthogonal zueinander stehen, wurden dabei zwei unterschiedliche Platinen mit entsprechenden Aussparungen zum Anschluss der Streifen entwickelt. In Abbildung 3.16 ist ein Foto einer solchen Platine zu sehen. Die Platinen werden mit den Sensoren verklebt und un-

tereinander mit einem flexiblen Flachbandkabel verbunden, so dass die Anschlüsse für Daten- und Versorgungsleitungen nur mit der Platine der Vorderseite verbunden werden müssen und von dort auf die Platine der Rückseite weitergeleitet werden. Dabei bleiben die beiden Platinen galvanisch getrennt, die Leitungen der Rückseite werden also nur über die Vorderseite durchgeleitet, wobei ein Abstand zu allen Kupferflächen der Vorderseite eingehalten wird, der einer Spannungsfestigkeit von mindestens 200 V entspricht. Diese Isolation kann notwendig sein, wenn in einem Streifen eines Sensors ein Kurzschluss in der Isolierung zwischen Implantationsstreifen und Auslesestreifen auftritt (*Pinhole*). In dem Fall ist die Biasspannung nicht mehr von der Ausleseelektronik isoliert. Wenn die gesamte Ausleseelektronik der auf Hochspannung liegenden Seite galvanisch isoliert betrieben wird, kann der Sensor auch mit einem Pinhole weiterhin betrieben werden.



**Abbildung 3.16.:** Foto eines Sensormoduls, bestehend aus zwei Sensoren zwischen zwei Platinen, die durch ein flexibles Flachbandkabel verbunden sind (hinten im Bild).

Am Rand der Platinen wurden Aussparungen vorgesehen, so dass die Daten- und Versorgungskabel innerhalb des für den Detektoraufbau vorgesehenen Radius von 42 mm entlanggeführt werden können. Der gesamte Detektor belegt damit ein zylindrisches Volumen, das durch eine dünne Folie lichtdicht eingeschlossen werden kann.

Auf den äußeren Kupferlagen befinden sich Masseflächen in den von Leiterbahnen freien Gebieten, während die inneren Lagen nur Leiterbahnen enthalten. Für die Berechnung der Materialbelegung wurde daher von zwei durchgehenden Kupferlagen mit je einer Dicke von  $35\text{ }\mu\text{m}$  ausgegangen. Auf der Vorderseite, auf der sich die Frontend-Chips befinden, dient die Massefläche dabei zusätzlich zur Wärmeabfuhr. Die Leiterbahnen wurden entsprechend so angeordnet, dass sie die Masseflächen im Bereich um die Frontend-Chips nicht durchschneiden. Leiterbahnen auf der Rückseite, die den Sensoren am nächsten kommen, wurden möglichst

vermieden, um Einstreuungen in den Sensor zu reduzieren. Lediglich die Leiterbahnen für die Biasspannung laufen auf der Rückseite.

Für die differentiellen Signale wurden die Leiterbahnen durchgehend parallel verlegt, wobei der Abstand so angepasst wurde, dass sich eine Leitungsimpedanz von  $100\,\Omega$  ergibt, was auch der Quellenimpedanz und dem Abschlusswiderstand entspricht, so dass keine Signalreflektionen am Leitungsende entstehen.

Die Datenleitungen werden über ein *Finepitch-Flachbandkabel* an einem Stecker auf der Platine der Vorderseite zugeführt. Dabei handelt es sich um ein 50-adriges Flachbandkabel mit einem Leitungsabstand von  $0,635\,\text{mm}$ . Dabei sind je 24 Adern für eine Ausleseplatine vorgesehen, während die mittleren beiden Adern nicht angeschlossen sind. Für die Versorgungsspannungen und die Biasspannung werden einzelne Kabel mit einem größeren Querschnitt und damit einer höheren Strombelastbarkeit verwendet. Die zugehörigen Stecker weisen eine Spannungsfestigkeit von  $400\,\text{V}$  auf.

Da die APV25-Frontendchips einen Abstand der Bondflächen von  $44\,\mu\text{m}$  auf der Eingangsseite aufweisen, während die (ausgelesenen) Streifen des Sensors einen Abstand von  $130\,\mu\text{m}$  aufweisen, wird dazwischen ein *Pitch-Adapter* eingesetzt, der die Verbindungen für die einzelnen Streifen entsprechend auffächert (Abbildung 3.17). Diese Strukturen lassen sich nur schwer in die Platine integrieren, da die Abstände unterhalb der Fertigungstoleranzen der meisten Hersteller liegen. Der Pitch-Adapter wurde daher auf einer flexiblen Leiterplatte mit einer Gesamtdicke von  $79\,\mu\text{m}$  implementiert, auf der beidseitig Leiterbahnen für die einzelnen Streifen verlaufen. Auch hier sind die Leiterbahnen vergoldet. Details zum Pitch-Adapter finden sich in [Kra12]. Die Verbindung von Sensor zu Pitch-Adapter sowie

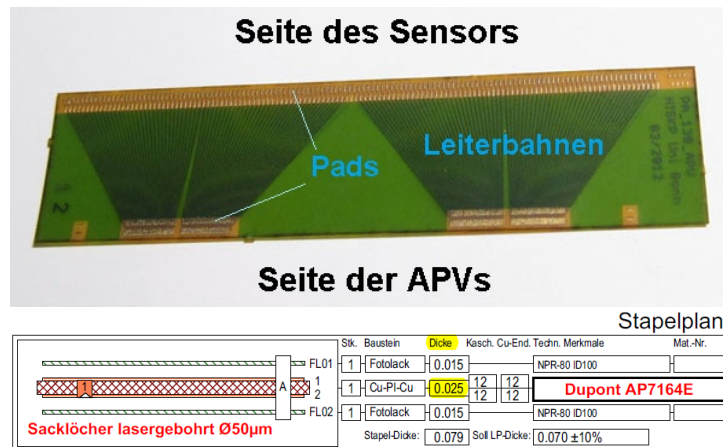


Abbildung 3.17.: Foto des verwendeten Pitch-Adapters.

Pitch-Adapter zu Frontend wurde durch Drahtbonds hergestellt. Dabei handelt es sich um dünne Drähte aus Aluminium mit einem Durchmesser von  $25\,\mu\text{m}$ , die mittels Ultraschall mit den jeweiligen Kontaktflächen verschweißt werden.

### 3.10.2. Versorgungsspannung und Signalleitung

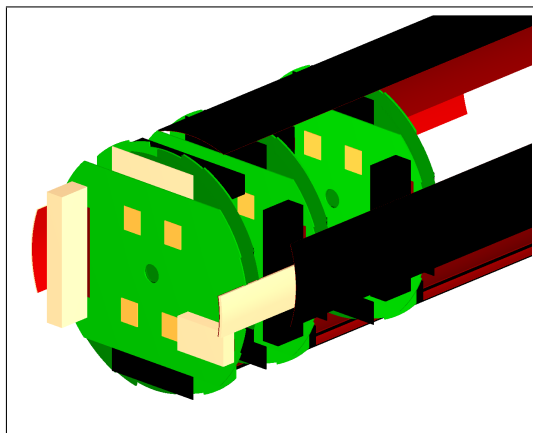
Die APV25-Frontendchips benötigen zum Betrieb zwei Versorgungsspannungen, mit 1,25 V und 2,5 V. Darüber hinaus soll die Ausleseelektronik von Vorder- und Rückseite des Sensors galvanisch getrennt betrieben werden können, da die Seiten im Falle eines Pinholes einen Potentialunterschied je nach angelegter Biasspannung von mehreren 100 V aufweisen können. Es wurde daher eine Platine (*Supplyboard*) entwickelt, die die Versorgungsspannungen bereitstellt und die isolierte Übertragung der Signale ermöglicht.

Für die Übertragung der Signale zur Sensor-Platine wird ein Finepitch-Flachbandkabel verwendet, wobei je eine Hälfte der Adern für die Vorder- und Rückseite vorgesehen ist. Die differentiellen Ausgangssignale der Frontends werden durch differentielle Verstärker aufgefrischt (Typ AD8138), wobei die Signale der Vorderseite durch Übertrager, einem Koppel-Transformator, galvanisch getrennt werden. Für die Isolierung der digitalen Signale werden entsprechende ICs eingesetzt (ADuM1250 und ADuM1300). Die Versorgungsspannungen werden durch Spannungswandler generiert, wobei auch hier eine getrennte Versorgung der beiden Seiten vorgesehen ist.

Die Ausgabe der aufgefrischten Frontend-Signale erfolgt an RJ48-Buchsen (auch als RJ45 bezeichnet). Damit können für die Signalleitungen Standardkabel wie Cat5 oder Cat6 verwendet werden. Die Steuersignale, also Takt, Trigger und I<sup>2</sup>C, werden ebenfalls durch RJ48-Buchsen dem Supplyboard zugeführt.

## 4. Simulationen

Im Rahmen der Entwicklung des Detektorsystems wurden Simulationen mit dem Softwarepaket GEANT4 [Ago03] durchgeführt. Dazu wurde die Detektorgeometrie in ROOT [Bru97] implementiert und über die Virtual-Monte-Carlo-Schnittstelle [Hri08] an GEANT4 weitergereicht. Für die physikalischen Prozesse in GEANT4 wurde in allen Fällen die Variante *QGSP\_BERT* verwendet [Apo09].



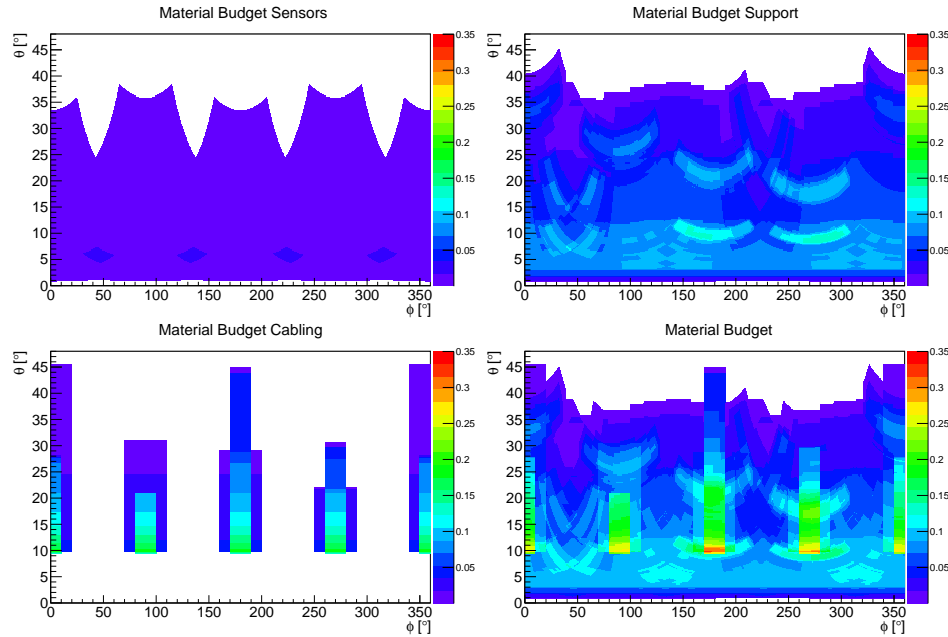
*Abbildung 4.1.: Die in ROOT für die Simulationen implementierte Geometrie des Detektorsystems.*

### 4.1. Materialbelegung

Aus der implementierten Geometrie lässt sich auf einfache Weise die Materialbelegung in Vielfachen der Strahlungslänge bestimmen. Diese ist definiert als die Strecke, nach der die Energie eines hochenergetischen Teilchens durch elektromagnetische Prozesse um den Faktor  $1/e$  abnimmt. Im Hochenergielimit beträgt darüberhinaus die mittlere freie Weglänge eines Photons bis zur Paarbildung  $9/7$  der Strahlungslänge. Die Materialbelegung in Vielfachen der Strahlungslänge beschreibt somit sowohl die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen als auch den Energieverlust von geladenen Teilchen.

Zur Bestimmung der Materialbelegung wird in Kugelkoordinaten ausgehend vom Koordinatenursprung, der hier in der Mitte des Flüssigwasserstofftargets

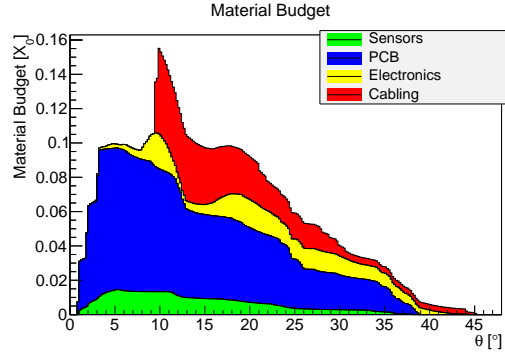
liegt, jeweils in einer festen Richtung in  $\theta$  und  $\phi$  die Dicke der einzelnen Volumina multipliziert mit dem Kehrwert der Strahlungslänge des zugehörigen Materials aufaddiert.



**Abbildung 4.2.:** Materialbelegung der einzelnen Komponenten, gemessen in Strahlungslängen. Oben links: Silizium-Sensoren, oben rechts: Platinen, Stecker und Front-Ends, unten links: Kabel, unten rechts: Summe aus allen Beiträgen.

In Abbildung 4.2 ist das Ergebnis für den Detektoraufbau, bestehend aus drei Lagen von Silizium-Streifen-Detektoren und zugehörigen Platinen und Kabeln, aber ohne sekundäres Kohlenstofftarget, dargestellt. Die Berechnung erfolgte dabei in 0,2-Grad-Schritten in  $\theta$  und  $\phi$ . Man sieht, dass ein großer Beitrag von den Kabeln und Steckern aus Kupfer stammt, da dieses mit einer Kernladungszahl von 29 eine relativ kurze Strahlungslänge von  $X_0 = 1,43$  cm hat. So ergibt sich auch für die Platine, dass die Kupferlagen, die beide  $35\text{ }\mu\text{m}$  dick sind, einen größeren Einfluss als das  $0,4\text{ mm}$  dicke Platinenmaterial FR4 mit einer Strahlungslänge von  $X_0 = 17,6$  cm haben. In Abbildung 4.3 ist zusätzlich die über  $\phi$  integrierte Materialbelegung gegen  $\theta$  dargestellt.

Bei dem hier betrachteten Aufbau wird davon ausgegangen, dass die Verkabelung in Vorwärtsrichtung aus der umgebenden MWPC herausgeführt wird. Falls stattdessen die Verkabelung in die andere Richtung entlang des Targetrohrs geführt wird, würde dies die Materialbelegung in Vorwärtsrichtung reduzieren, allerdings im rückwärtigen Bereich, und damit auch unmittelbar das Target umschließend, erhöhen. Für die Detektion geladener Teilchen in Vorwärtsrichtung



**Abbildung 4.3.:** Materialbelegung gegen den Polarwinkel  $\theta$  aus Sicht des Targetmittelpunkts, für die verschiedenen Komponenten des Aufbaus.

wäre dies günstiger, für Photonen, die im BGO-Ball nachgewiesen werden, würde sich allerdings eine höhere Konversionswahrscheinlichkeit ergeben.

## 4.2. Winkelabdeckung

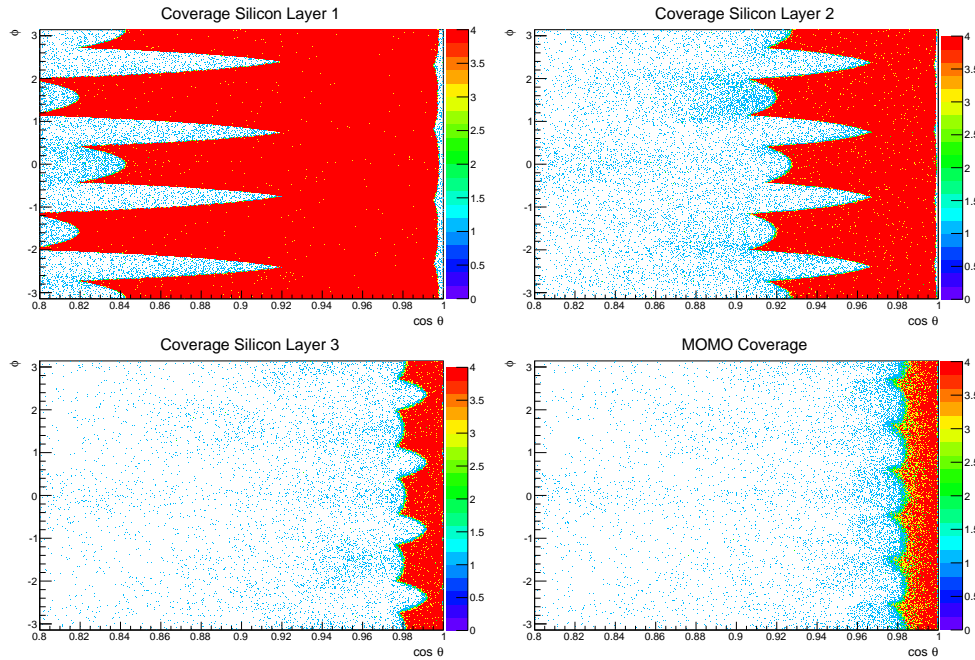
Um die Winkelabdeckung des Detektors darzustellen, wurden in einer GEANT4-Simulation Protonen mit einer kinetischen Energie von 400 MeV aus dem Koordinatenursprung (Mitte des Targets) erzeugt, deren Richtung systematisch in gleichförmigen Schritten in  $\phi$  und  $\cos\theta$  variiert wurde. Wurde der entsprechende Detektor getroffen, so wurde ein Eintrag für die ursprüngliche Richtung des Protons generiert (Abbildung 4.4). Für MOMO und SciFi2 wurden dabei Treffer in zwei Lagen gefordert, da Treffer in einzelnen Fasern keine verwertbaren Spurpunkte ergeben.

Durch mehrfache Simulation mit den gleichen Impulsrichtungen werden dabei auch die Bereiche sichtbar, in denen die Detektoreffizienz abnimmt. Dies ist insbesondere bei MOMO im Randbereich der Fall, siehe auch Abschnitt 2.2.6.

In Abbildung 4.4 erkennt man, dass die Winkelabdeckung von MOMO und der dritten Lage der Siliziumsensoren bis zu einem  $\cos\theta$  von etwa 0,98 reichen, was  $\theta \simeq 11^\circ$  entspricht. Durch die Abdeckung des runden Querschnitts durch quadratische Sensoren entstehen dabei unvermeidliche Lücken, die bei  $\phi = \pm 45^\circ, 135^\circ$  sichtbar werden.

### 4.2.1. Proton-Winkelverteilung

Um aus der Winkelabdeckung der Sensorlagen auf die Effizienz schließen zu können, muss die Winkelverteilung der Protonen bei den betrachteten Reaktionen berücksichtigt werden. Je nach Polarisierung von Strahl und Target sowie in Abhängigkeit von Nukleon-Resonanzen kann diese eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie



**Abbildung 4.4.:** Winkelabdeckung für die drei Lagen aus Siliziumsensoren und MOMO. Es wurden jeweils 4 Protonen in Targetmitte mit verschiedenen Impulsrichtungen erzeugt. Erzeugte der jeweilige Detektor ein Signal, wurde unter diesem Winkel ein Eintrag in das zugehörige Histogramm vorgenommen.

aufweisen. Unabhängig davon sei hier die Verteilung betrachtet, die sich allein aus dem Phasenraum für die betrachteten Reaktionen ergibt. In Abbildung 4.5 ist jeweils für die Photoproduktion von einem bzw. zwei Pionen und  $\eta$ -Meson die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen dargestellt.

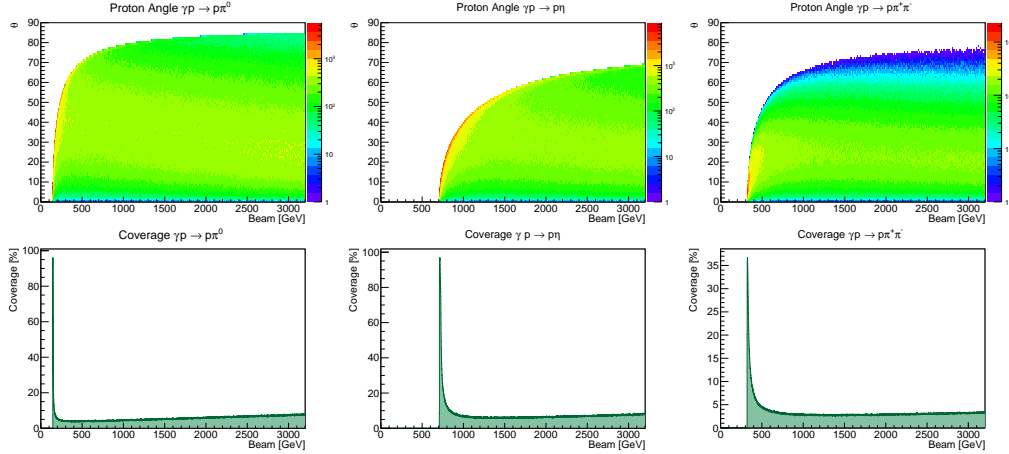
Je nach Reaktion und Photonenergie ergibt sich eine Akzeptanz von 3..6% des Phasenraums.

### 4.3. Auflösung

Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurden Simulationen durchgeführt, denen folgende Annahmen zugrunde liegen:

- Geladene Teilchen erzeugen entlang ihres Weges durch den Sensor eine Ladungswolke, die eine gaußförmige Verteilung orthogonal zur Flugrichtung hat.
- Der Sensor besteht aus parallelen Streifen, wobei jeder Streifen genau die Ladung registriert, die in seinem zugehörigen Volumen erzeugt wurde.





**Abbildung 4.5.:** *Oben:* Winkelverteilung der Rückstoßprotonen für Photoproduktion verschiedener Mesonen, wie sie sich aus dem Phasenraum ergibt.

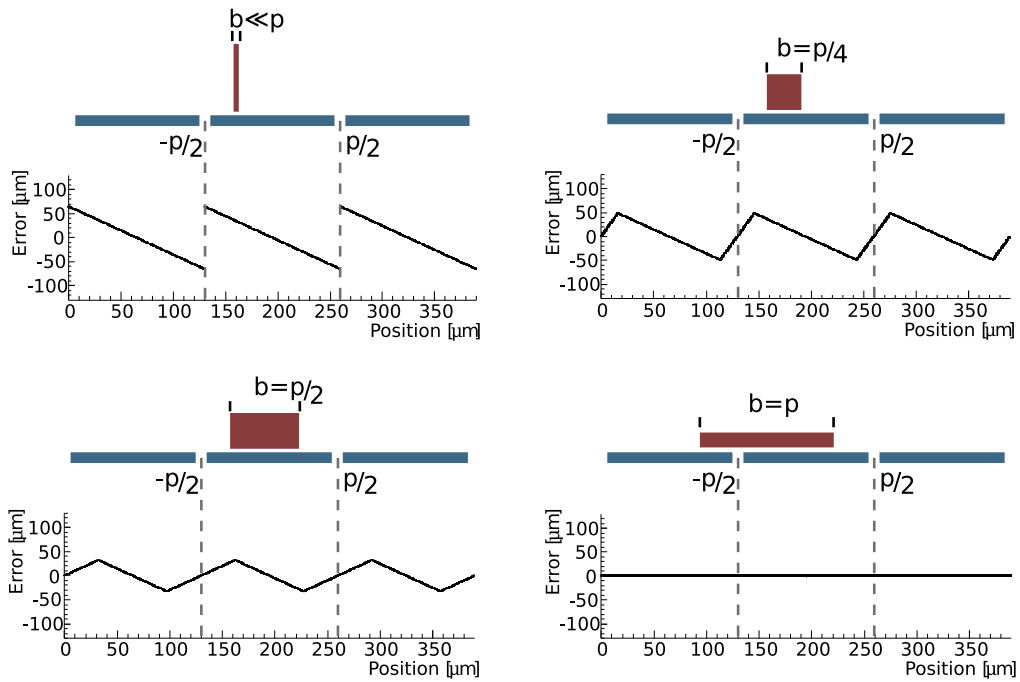
*Unten:* Aus der Winkelakzeptanz der dritten Sensorlage (Abbildung 4.4) resultierende Akzeptanz in Abhängigkeit von der Photonenergie.

- Bei ungebondeten Zwischenstreifen teilt sich dessen Ladung durch kapazitive Kopplung jeweils zur Hälfte auf die Nachbarstreifen auf.

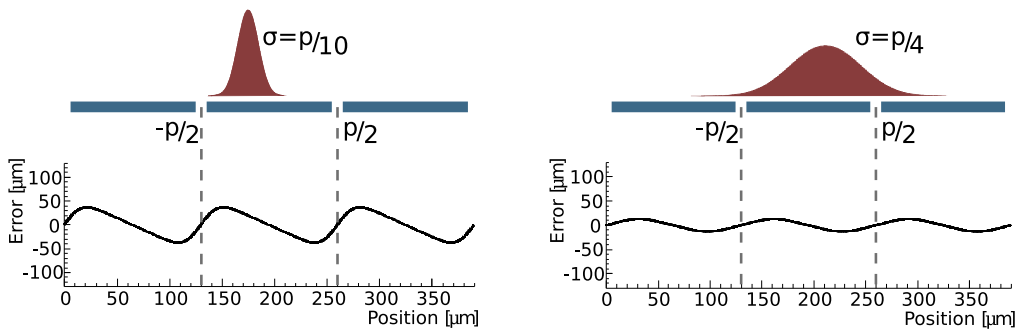
Betrachtet man zunächst rechteckige Ladungsverteilungen, so hängt der Fehler der rekonstruierten Position von der Position des Treffers und der Breite der Ladungsverteilung ab. Im Grenzfall eines punktförmigen Signals wird immer nur ein Signal in einem einzelnen Streifen erzeugt und die Mitte dieses Streifens als rekonstruierte Position verwendet. Der Fehler bewegt sich damit für einen Streifenabstand  $p$  zwischen  $-p/2$  und  $p/2$ , die Standardabweichung ist der bekannte Wert  $p/\sqrt{12}$ . Mit größer werdender Ladungswolke kann bei analoger Auslese die Position bei Mehrstreifentreffern interpoliert werden, der Fehler nimmt damit ab. Bei einer Breite von  $p/2$  ergeben sich Einstreifen- und Zweistreifentreffer mit gleicher Häufigkeit, bei einer Breite von  $p$  hat man nur Zweistreifentreffer und keinen Rekonstruktionsfehler (Abbildung 4.6), solange man Rauschen und Schwellen vernachlässigt.

Für eine gaußförmige Ladungsverteilung ergibt sich ein ähnliches Bild (Abbildung 4.7). Mit steigender Breite  $\sigma$  verringert sich der Rekonstruktionsfehler, bis er bei  $\sigma = p/2$  verschwindet.

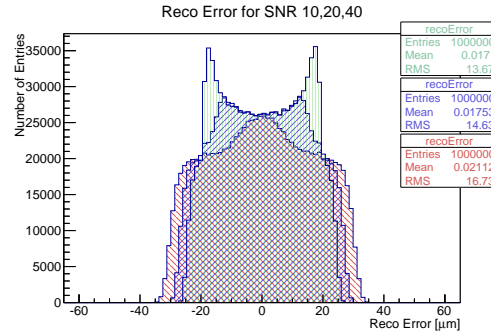
In einem realen Detektor kommt zum Signal jedes einzelnen Streifens noch das Rauschen hinzu. Diese wirkt sich durch zwei Effekte auf die Rekonstruktion aus: Zum einen wird das Signal der einzelnen Streifen verfälscht und damit der Ladungsschwerpunkt verschoben, zum anderen muss eine Schwelle bei der Interpretation von Streifentreffern verwendet werden, die dazu führt, dass Streifen mit kleinen Signalen nicht in die Schwerpunktsberechnung eingehen. Diese Schwelle



**Abbildung 4.6.:** Simulation des Rekonstruktionsfehlers in Abhängigkeit von der Trefferposition für rechteckige Ladungsverteilungen verschiedener Breite. Mit zunehmender Breite  $b$  wird der mittlere Rekonstruktionsfehler kleiner, bis er bei einer Breite, die der Streifenbreite entspricht, verschwindet. Die Positionsrekonstruktion erfolgte durch den Ladungsschwerpunkt, die Streifenbreite war jeweils  $130\ \mu\text{m}$ . Rauschen und Schwellen sind hier noch vernachlässigt.



**Abbildung 4.7.:** Simulation des Rekonstruktionsfehlers in Abhängigkeit von der Trefferposition für gaußförmige Ladungsverteilungen verschiedener Breite. Rauschen und Schwellen sind hier noch vernachlässigt.

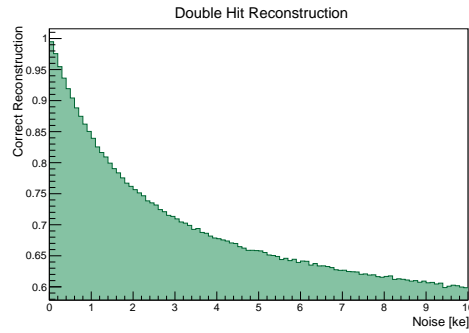


**Abbildung 4.8.:** Simulation des Rekonstruktionsfehlers in Abhängigkeit vom Signal-Rausch-Verhältnis. Es wurde ein gaußförmiges Rauschen und landauverteiltes Signal simuliert. Die Schwelle für die einzelnen Streifen entsprach dem vierfachen Rauschwert. Jeder Streifentreffer erzeugte eine gaußförmige Ladungswolke mit  $\sigma = 6 \mu\text{m}$ . Der Streifenabstand war  $65 \mu\text{m}$ .

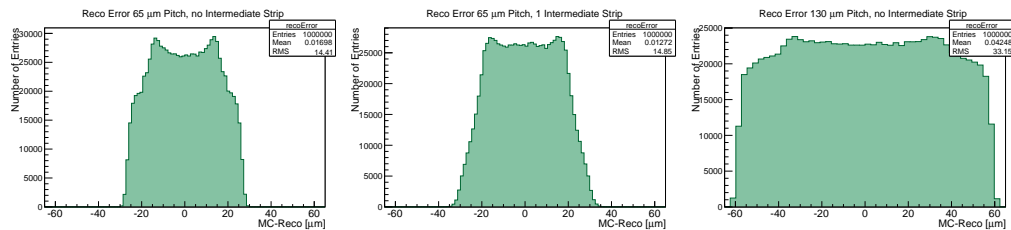
ist umso höher, je größer das Rauschen ist.

Für die Simulation wurde ein gaußförmiges Rauschen angenommen, das sich auf die einzelnen Streifen unkorreliert auswirkt. Die Schwelle wurde jeweils auf das vierfache Rauschen gesetzt. In Abbildung 4.8 ist die Verteilung der Rekonstruktionsfehler für Signal-Rauschverhältnisse von 10, 20 und 40 dargestellt. Es wurde der Durchgang von hochenergetischen Protonen durch  $300 \mu\text{m}$  Silizium simuliert; die erzeugte Ladungsmenge folgte somit einer Landauverteilung mit einem MPV von  $22,5 \text{ ke}$  und einer Breite  $w = 1,7$ . Mit steigendem Rauschen wird die Verteilung wie erwartet breiter, was zum einen durch verschlechterte Rekonstruktion von Zweistreifentreffern, aber auch durch den geringeren Anteil von Einstreifentreffern bei höherer Schwelle verursacht ist.

Daneben wirkt sich das Rauschen auf die Zuordnung von Mehrfachtreffern in Vorder- und Rückseite zueinander aus. Da die Streifen der Vorder- und Rückseite für einen Treffer die gleiche Ladungsmenge registrieren, sind auch die Signale der zueinander gehörigen Streifen korreliert. Auch wenn die Ladungsträgermobilität von Elektronen und Löchern unterschiedlich ist und damit Signale der Vorder- und Rückseite nicht identisch sind, so ist dennoch die Zuordnung der beiden höheren und der beiden niedrigeren Signale zueinander möglich. Durch Rauschen werden die Signale der beiden Seiten verfälscht, was zu einer fehlerhaften Zuordnung führen kann. In Abbildung 4.9 ist eine entsprechende Simulation dargestellt. Es wurden landauverteilte Signale mit einem MPV von  $22,5 \text{ ke}$  generiert und für verschiedene Rauschwerte die Häufigkeit der korrekten Zuordnung aufgetragen. Für ein Signal-Rausch-Verhältnis von 20 liegt die Wahrscheinlichkeit der korrekten Zuordnung bei 85 %, und sinkt für ein Signal-Rausch-Verhältnis von 10 auf unter 75 %.



**Abbildung 4.9.:** Simulation der Häufigkeit der korrekten Zuordnung von Doppeltreffern in Abhängigkeit vom Rauschen. Die Treffer erzeugten landauverteilte Signale mit einem MPV von 22,5 ke. Die Schwelle wurde jeweils auf das vierfache Rauschen gesetzt.



**Abbildung 4.10.:** Simulation des Rekonstruktionsfehlers für 65  $\mu\text{m}$  Streifenabstand (links), 65  $\mu\text{m}$  mit Auslese nur jedes zweiten Streifens (mitte) und 130  $\mu\text{m}$  Streifenabstand (rechts). Es wurde jeweils eine landauförmige Verteilung mit einem MPV von 22,5 ke bei einem Rauschen von 1 ke und einer Schwelle von 4 ke simuliert.

Die im Aufbau verwendeten Sensoren haben einen Streifenabstand von 65  $\mu\text{m}$ , wobei nur jeder zweite Streifen ausgelesen wird, was einer effektiven Granularität von 130  $\mu\text{m}$  entspricht. Wie sich dies auf die Ortsauflösung auswirkt, zeigt Abbildung 4.10.

Die Standardabweichung bei Sensoren mit 65  $\mu\text{m}$  Streifenabstand ist 14,4  $\mu\text{m}$ , bei 130  $\mu\text{m}$  sind es 33  $\mu\text{m}$ . Für einen Streifenabstand von 65  $\mu\text{m}$ , von denen nur jeder zweite Streifen ausgelesen wird, ergeben sich 14,9  $\mu\text{m}$ , ein Wert, der nahe bei dem für die jeden Streifen auslesenden Variante liegt, bei einer Halbierung der benötigten Kanäle.

### 4.3.1. Vergleich der simulierten mit gemessenen Daten

Die oben genannten Ergebnisse basieren auf einigen Annahmen wie der Breite der Ladungswolke und der Ladungsteilung für ungebundene Streifen. Ob diese Annahmen gerechtfertigt sind, kann ein Vergleich mit genommenen Daten zeigen. Dazu wurden die bei einer Strahlzeit an COSY in Jülich im Dezember 2013 und Januar 2014 genommenen Daten verwendet, bei der Sensoren durch Protonen mit einem Impuls von  $2,95 \text{ GeV}/c$  bestrahlt wurden. Weitere Informationen zu dieser Strahlzeit finden sich in 6.3.

Neben dem bereits beschriebenen Sensortyp wurde bei dieser Strahlzeit ein weiterer Typ des Herstellers ITC/IRST aus Trento (Italien) eingesetzt. Diese Sensoren hatten einen Streifenabstand von  $50 \mu\text{m}$ , ohne ungebundene Zwischenstreifen.

Die erwartete Ladungsteilung der Zwischenstreifen auf die beiden Nachbarstreifen wirkt sich auf die Häufigkeit von Ein- und Zweistreifentreffern aus. Da die Ausdehnung der Ladungswolke klein gegen die Streifenbreite ist, ist bei der Auslese jedes Streifens zu erwarten, dass die Einstreifentreffer überwiegen, während Treffer auf ungebundene Zwischenstreifen zu einer Ladungsteilung zwischen den Nachbarn und damit zu Zweistreifentreffern führen, so dass die Anzahl von Ein- und Zweistreifentreffern etwa gleich ist. Abbildung 4.11 zeigt, dass dies für Simulation und Messdaten erfüllt ist.

### 4.3.2. Eta-Verteilung

Die  $\eta$ -Verteilung beschreibt die Aufteilung der Ladung eines Ereignisses zwischen benachbarten Streifen. Für zwei benachbarte Streifen, die die Ladungen  $q_l$  und  $q_r$  detektieren, sei

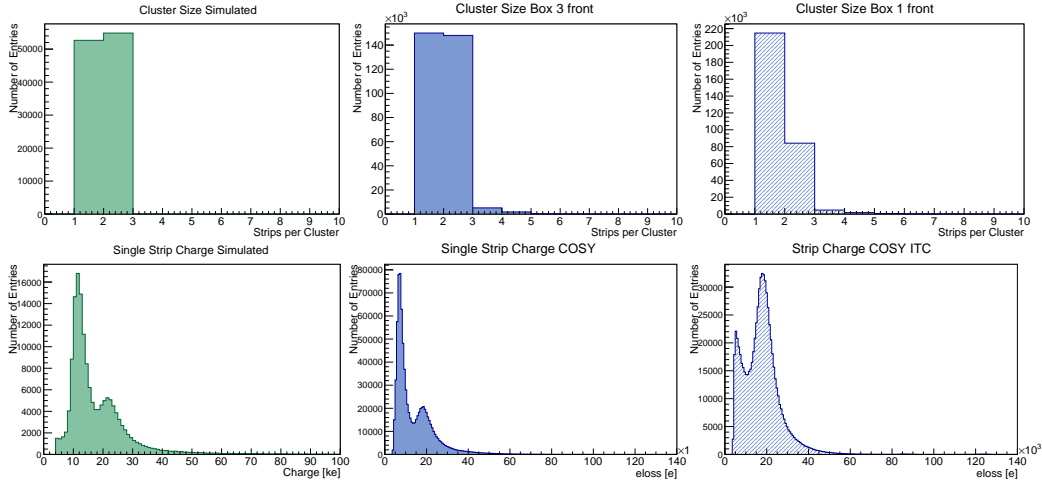
$$\eta = \frac{q_r}{q_l + q_r}.$$

Wird der Ladungsschwerpunkt zur Positionsrekonstruktion verwendet, so gibt  $\eta$  die relative rekonstruierte Position zwischen den beiden Streifen an, wobei 0 der Mitte des linken und 1 der Mitte des rechten Streifens entspricht.

Aus der Verteilung der  $\eta$ -Werte lassen sich Rückschlüsse auf das Ladungsteilungsverhalten des Sensors ziehen, wenn man die folgenden beiden Annahmen macht:

- Die Bestrahlung des Sensors erfolgt auf der Größenskala der Streifen homogen, es treten also alle Trefferpositionen  $x$  zwischen den beiden Streifen gleich häufig auf.
- Die  $\eta$ -Funktion ist monoton steigend, mit zunehmendem Abstand zwischen linkem Streifen und Trefferposition nimmt also der Anteil der Ladung des linken Streifens an der Gesamtladung ab.

Sind diese Bedingungen erfüllt, lässt sich aus der  $\eta$ -Verteilung die  $\eta$ -Funktion bestimmen, die die Ladungsteilung in Abhängigkeit von der Trefferposition be-



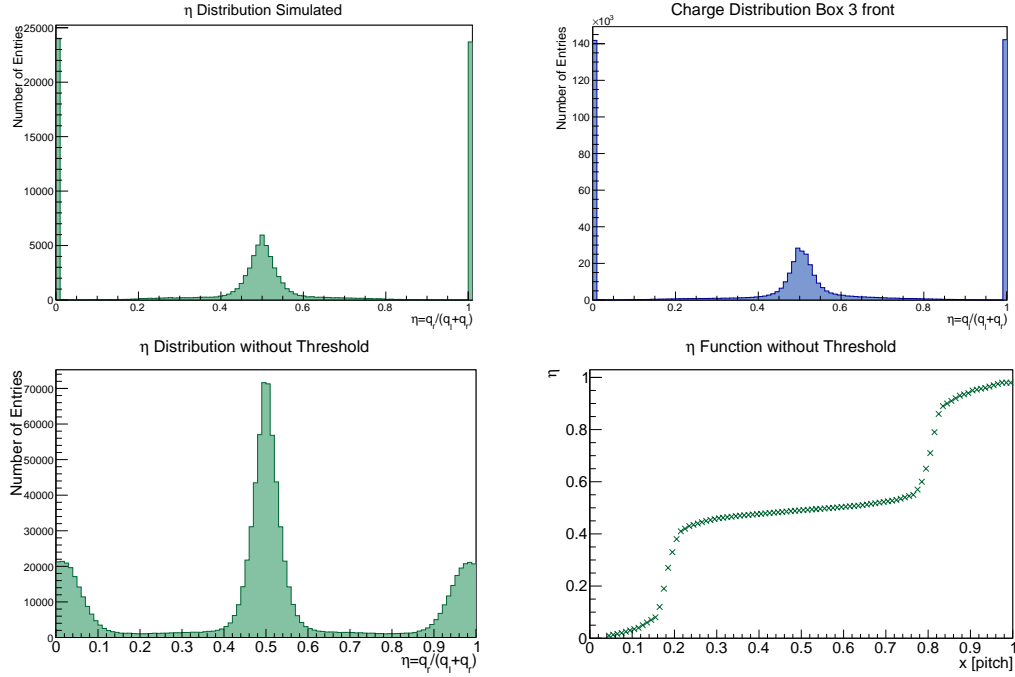
**Abbildung 4.11.:** Vergleich der Simulation mit den bei einer Strahlzeit an COSY mit hochenergetischen Protonen gemessenen Werten. **Oben:** Verteilung der Anzahl der Streifen pro Teilchendurchgang (Cluster). Simulation (links) und Messung (Mitte) ergeben einen etwa gleichen Anteil von Ein- und Zweistreifentreffern. Zum Vergleich rechts die Messung mit einem Sensor ohne ungebundene Zwischenstreifen. Dabei treten Einstreifentreffer deutlich häufiger auf.

**Unten:** Vergleich der von einem einzelnen Streifen gesammelten Ladung bei Simulation (links) und Messung (Mitte). Einstreifentreffer tragen zu diesen Histogrammen mit einer Landauverteilung bei, während die einzelnen Streifen der Zweistreifentreffer ein zusätzliches Maximum bei kleineren Werten erzeugen. Zum Vergleich rechts der Sensor ohne Zwischenstreifen.

schreibt [Bel83]. Es gilt dann für einen Streifenabstand von  $p$  und einer Bestrahlung mit  $N_0$  Teilchen

$$x = \frac{p}{N_0} \int_0^x \frac{dN}{d\eta} d\eta.$$

In Abbildung 4.12 sind die  $\eta$ -Verteilungen für die simulierten und gemessenen Daten zu sehen. Da bei der Messung eine Schwelle zur Detektion von geladenen Streifen angewendet wurde, können kleine  $q_l$ - und  $q_r$ -Werte unterhalb der Schwelle nicht auftreten, was zu einer Lücke in der Verteilung jeweils nahe bei 0 und 1 führt. Diese Ereignisse werden stattdessen als Einstreifentreffer interpretiert. Zumindest für die Simulation ist es aber möglich, eine  $\eta$ -Verteilung zu generieren, wie sie sich ohne Anwendung einer Schwelle ergeben würde. Aus dieser wurde dann die  $\eta$ -Funktion errechnet, die die Ladungsteilung in Abhängigkeit von der Trefferposition angibt. Es zeigt sich deutlich ein Abflachung im mittleren Bereich, die sich dadurch ergibt, dass die Ladung aus dem dann getroffenen, ungebundenen Streifen fast zu gleichen Teilen auf linken und rechten Nachbarstreifen weitergegeben wird, was



**Abbildung 4.12.:** *Oben:* Vergleich der simulierten  $\eta$ -Verteilung (links) mit der aus den Messdaten gewonnenen Verteilung. Einstreifentreffer wurden gleichmäßig auf 0 und 1 verteilt. Man erkennt in beiden Fällen die Überhöhung um 0,5, die durch Treffer in den Zwischenstreifen verursacht wird.

*Unten:* Die  $\eta$ -Verteilung, wie sie sich ohne Anwendung einer Schwelle aus der Simulation ergibt (links). Aus dieser Verteilung lässt sich die  $\eta$ -Funktion errechnen (rechts).

$\eta = 0,5$  entspricht. Die Kenntnis der  $\eta$ -Funktion kann genutzt werden, um eine bessere Positionsrekonstruktion als durch Verwendung des Ladungsschwerpunktes zu erzielen.

## 4.4. Rückstoßpolarisation

Weitere Simulationen wurden durchgeführt, indem die Geometrie um das Target sowie die Fasern von MOMO und SciFi2 erweitert wurden. Weiterhin wurde für die Aufteilung der Ladung, die sich aus dem von GEANT4 simulierten Energieverlust in den Silizium-Detektoren ergibt, die Ergebnisse des vorherigen Abschnitts verwendet. Für das Rauschen der Streifen wurde dabei 1 ke angenommen und eine Schwelle von 4 ke angesetzt. Alle Streifen, die nach einem simulierten Event eine Ladung oberhalb dieser Schwelle hatten, wurden als getroffen in die Datendatei geschrieben.

Analog erfolgte dies für die Streifen von MOMO und SciFi2: Sobald der Energieverlust in einer Faser die Schwelle von 10 keV überschritt, wurde dies als Treffer in dieser Faser interpretiert.

Die Simulation ist dabei bewusst einfach gehalten, um die prinzipielle Realisierbarkeit der Messung der Rückstoßpolarisation zu verifizieren. Daher wurden auch nur die Spurdetektoren implementiert, eine detaillierte Simulation wird später im Rahmen des Explora-Programms durchgeführt werden.

Die polarisationsabhängige Winkelverteilung bei der Streuung am Analysator ist nicht Teil von GEANT4, daher wurde dies zusätzlich implementiert. Dazu wurde bei der Streuung von Protonen, die eine simulierte Polarisation  $P_y$  aufweisen, Eintritts- und Austrittswinkel in den Analysator sowie die kinetische Energie in der Mitte des Analysators verwendet, um die Analysierstärke nach [McN85] zu berechnen. Aus der  $\phi$ -Komponente des Streuwinkels ergibt sich dann ein Wichtungsfaktor gemäß

$$W = 1 + P_y \cdot A_{pc}(\theta, E_{\text{kin}}) \cdot \cos \phi.$$

Dieser Gewichtungsfaktor wurde mit dem Ereignis gespeichert und bei der Analyse verwendet.

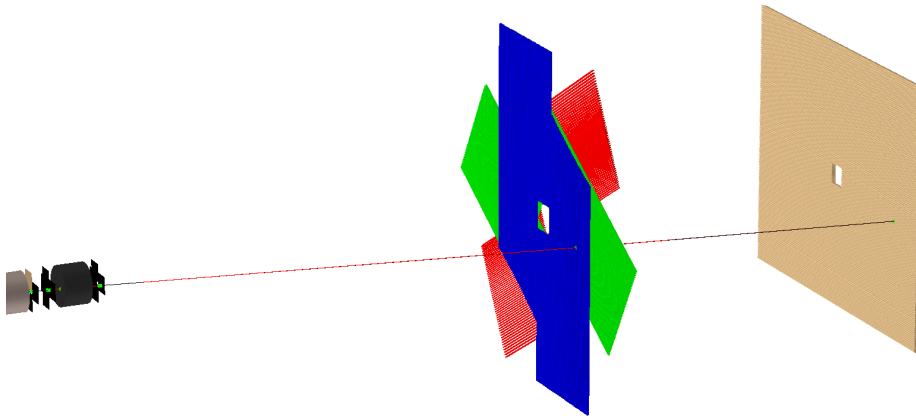
#### 4.4.1. Rekonstruktion simulierter Ereignisse

Zunächst werden die getroffenen Streifen der Silizium-Sensoren und der beiden Faserdetektoren zu *Clustern* zusammengefasst. Aus deren ladungsgewichtetem Schwerpunkt (bei den Silizium-Sensoren) bzw. Mittelpunkt (bei den Faserdetektoren) ergibt sich dann die Trefferposition in einer Lage. Aus zwei Lagen (bei MOMO ggf. drei) ergeben sich dann die Trefferpunkte. Bei mehr als zwei Treffern in einer Lage der Silizium-Sensoren werden die Ladungssummen der Cluster der beiden Seiten verwendet, um die wahrscheinlichste Kombination zu bestimmen. Bei MOMO und SciFi2 liegen keine Signalhöhen vor. Es sind allerdings nicht alle Kombinationen von Fasern möglich; insbesondere bei MOMO reduziert dies die Mehrdeutigkeiten. Auch bei SciFi2 können einige Kombinationen ausgeschlossen werden, die die kurzen Fasern betreffen: So können beispielsweise die kurzen vertikalen Fasern unter dem Loch nicht mit der oberen Hälfte der horizontalen Fasern kombiniert werden.

Aus den für ein Ereignis rekonstruierten Trefferpunkten werden mittels eines einfachen Algorithmus Spuren rekonstruiert. Dabei werden die Treffer der einzelnen Detektorlagen durchlaufen und zunächst der erste Treffer zur Spur hinzugefügt. Für den zweiten Treffer wird geprüft, ob die Verlängerung der Geraden durch diese beiden Punkte aus der nahen Umgebung des Überlappungsbereichs zwischen Strahl und Target stammt. Für jeden weiteren Treffer wird geprüft, ob der neue Trefferpunkt im Rahmen der Auflösung des zugehörigen Detektors in der Umgebung der Verlängerung der bisherigen Spur liegt. Dabei wird bei mehr als zwei Spurpunkten ein zweidimensionaler Geradenfit durch die Punkte gelegt, wobei die unterschiedliche Auflösung der Detektoren zur Gewichtung verwendet



wird. In Abbildung 4.13 ist eine Darstellung einer rekonstruierten Spur in der erstellten Analysesoftware zu sehen.



**Abbildung 4.13.:** Ansicht der simulierten (rot) und rekonstruierten Spuren (schwarz) eines simulierten Ereignisses in der Analysesoftware.

Spuren vor und hinter dem Kohlenstofftarget werden getrennt betrachtet. Für die Spuren hinter dem Analysator wird dabei nicht gefordert, dass sie aus der Richtung des Targets kommen, um auch größere Streuwinkel betrachten zu können.

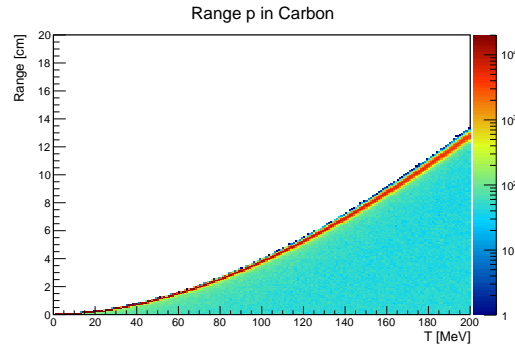
#### 4.4.2. Streutargetlänge

Die optimale Länge des Kohlenstoff-Streutargets ist ein Kompromiss aus mehreren Anforderungen:

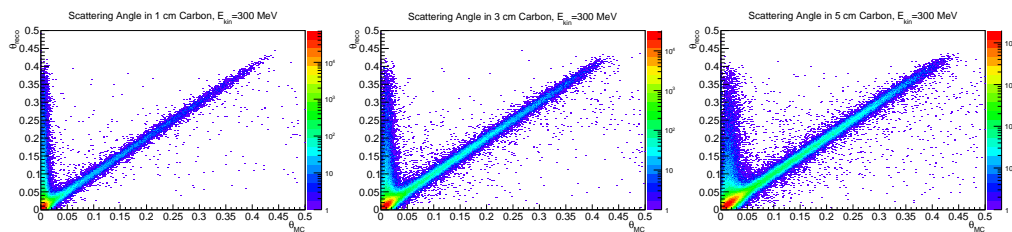
- Je dicker des Streutarget ist, desto größer ist auch die Wahrscheinlichkeit für eine asymmetrische Streuung unter größeren Winkeln.
- Mit der Dicke steigt die Wahrscheinlichkeit, dass das Proton das Target nicht mehr verlässt; umso mehr, je niedriger die kinetische Energie des Protons ist (s. Abbildung 4.14).
- Die Länge des Streutargets bestimmt die Position der dritten Lage an Silizium-Streifen-Sensoren und damit deren Winkelabdeckung.

Aus der geforderten Winkelabdeckung für die dritte Lage und den notwendigen Abständen zwischen den vorderen Lagen untereinander und zum Targetrohr ergibt sich eine Maximallänge von 5,5 cm. Es wurden daher Simulationen mit verschiedenen Längen zwischen 1 cm und 5,5 cm durchgeführt, um die Auswirkungen auf die Polarisationsmessung zu untersuchen.

Abbildung 4.15 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Streuwinkel gegen die simulierte Streuung im Kohlenstoff. Der linke Ast im Histogramm entsteht bei



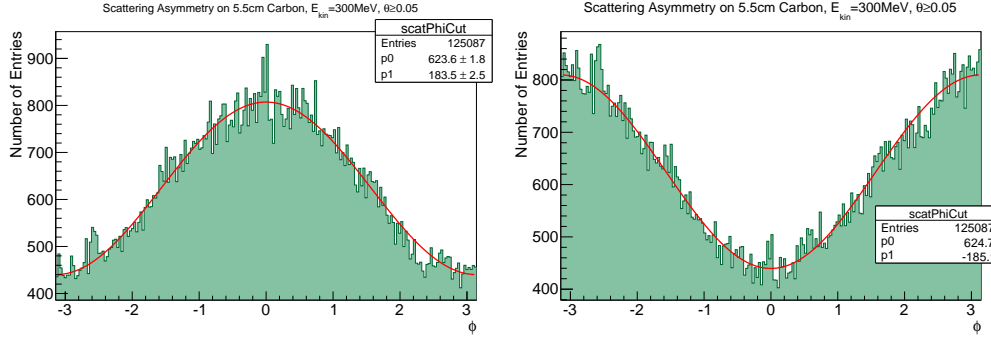
**Abbildung 4.14.:** Reichweite von Protonen in Kohlenstoff in Abhängigkeit von der kinetischen Energie, simuliert mit GEANT4.



**Abbildung 4.15.:** Rekonstruierter Streuwinkel, aufgetragen gegen den simulierten Streuwinkel im Kohlenstoffanalysator. Große rekonstruierte Streuwinkel bei kleinen simulierten entstehen bei Streuung außerhalb des Analysators, in einem der Detektoren oder in Luft. Es wurden jeweils Protonen mit  $E_{kin} = 300$  MeV simuliert, mit einer Streutargetdicke von (von links nach rechts) 1 cm, 3 cm und 5,5 cm.

Streuung außerhalb des Analysators. Diese Streuungen finden an den Detektoren oder in Luft statt, wobei die Analysierstärke nicht bekannt ist, so dass diese Ereignisse zum Untergrund beitragen. Die Anzahl dieser Untergrundereignisse ist unabhängig von der Länge des Analysators, während die Anzahl der im Analysator gestreuten Protonen mit der Länge zunimmt. Entsprechend steigt der Anteil dieses Untergrunds bei kürzerem Analysator (siehe auch Tabelle A.1 im Anhang).

In Abbildung 4.17 (links) ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen eine Streuung mit  $\theta > 0,05$  stattgefunden hat, aufgetragen. Diese steigt wie erwartet mit der Dicke des Analysators. Um eine hohe Statistik bei möglichst kurzer Messzeit zu erhalten, ist somit ein Analysator der Maximallänge von 5,5 cm optimal. Zu beachten ist dabei allerdings, dass dadurch Protonen mit einer kinetischen Energie von weniger als etwa 130 MeV bis 150 MeV – je nach Winkel zum Analysator und damit effektiver Durchflugstrecke – den Analysator nicht mehr verlassen (s. auch



**Abbildung 4.16.:** Asymmetrie der azimuthalen Streuwinkelverteilung für Protonen mit einer kinetischen Energie von 300 MeV und einem 5,5 cm dicken Streutarget, links bei vollständig positiv polarisierten Protonen, rechts mit vollständig negativ polarisierten.

Abbildung 4.14).

Neben der Gesamtzahl der rekonstruierten Spuren wurde die Zählratenasymmetrie rekonstruiert. Dabei wurde die Anzahl der gestreuten Spuren gegen den azimuthalen Streuwinkel aufgetragen (Abbildung 4.16) und die Funktion

$$p_0 + p_1 \cos \phi \quad (4.1)$$

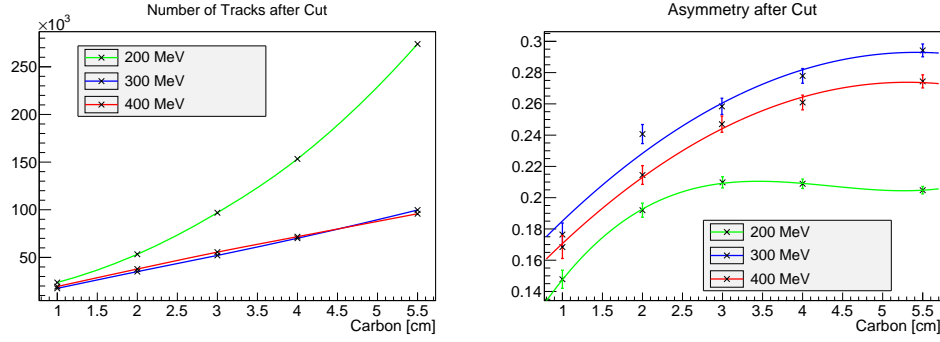
angepasst. Ein Maß für die Asymmetrie ist

$$\epsilon = \frac{p_1}{p_0}, \quad (4.2)$$

ein Wert, der bis auf den Faktor  $2/\pi$  der Links-Rechts-Asymmetrie entspricht. Für die Messung ist es wünschenswert, bei einer gegebenen Polarisation eine möglichst große Asymmetrie zu erhalten. In Abbildung 4.17 (rechts) ist die Asymmetrie für verschiedene Protonenergien gegen die Analysatordicke aufgetragen. Diese steigt mit zunehmender Dicke an, da der relative Anteil der Protonen, die eine Streuung mit einem Winkel  $\theta \geq 0,05$  im Analysator erfahren haben, ansteigt. Ab etwa 4 cm Dicke flachen die Kurven ab, wobei bei größeren Dicken noch die statistischen Fehler geringfügig abnehmen.

## 4.5. Verwendung als Vertex-Detektor

Neben der Bestimmung der Rückstoßpolarisation können die Siliziumsensoren auch als Spurdetektoren verwendet werden, um die ersten Spurpunkte in Ergänzung zu MOMO und SciFi2 zu liefern und dabei primäre und sekundäre Vertices mit einer hohen Auflösung zu bestimmen. Dazu wird das Kohlenstoff-Streutarget



**Abbildung 4.17.:** *Links:* Anzahl der rekonstruierten Spuren mit einem Streuwinkel  $\theta \geq 0,05$  in Abhängigkeit von der Analysatordicke, für verschiedene Proton-Energien. *Rechts:* Rekonstruierte Asymmetrie der azimuthalen Streuwinkel in Abhängigkeit von der Analysatordicke, für verschiedene Protonenergien.

entfernt; außerdem kann eine Lage der Siliziumsensoren um  $45^\circ$  gedreht werden, um die Winkelabdeckung zu verbessern.

In einer Simulation wurde der Kohlenstoffanalysator entfernt. Der Ort des primären Vertex wurde zufällig in  $z$ -Richtung gleichförmig entlang des Targets und in  $xy$ -Richtung gaußförmig mit  $\sigma = 3$  mm generiert. Es wurde die Reaktion

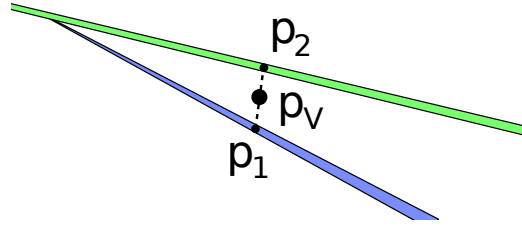
$$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^- \quad (4.3)$$

bei einer Photonenergie von  $E_\gamma = 2,4$  GeV simuliert, wobei die Impulse der Reaktionsprodukte entsprechend dem Phasenraum isotrop im Schwerpunktsystem generiert wurden.

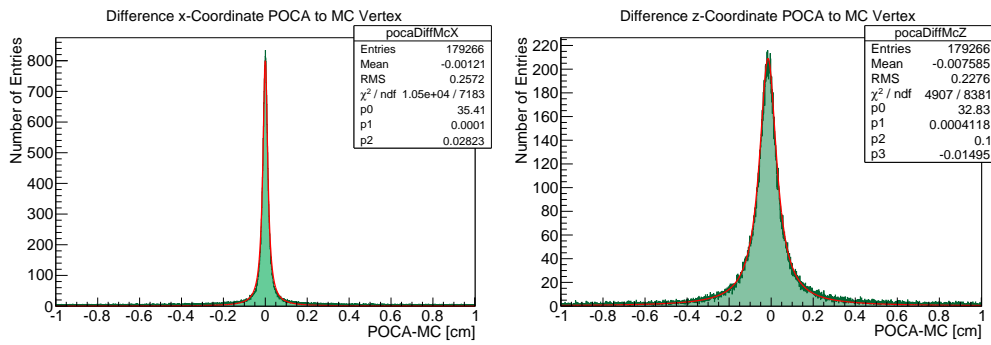
Zur Rekonstruktion des Primärvertex wurden zunächst Spuren wie im vorherigen Abschnitt beschrieben rekonstruiert. Anschließend wurde für Ereignisse mit zwei Spuren der auf der ersten Spur liegende Punkt berechnet, der der zweiten Spur am nächsten kommt (engl. point of closest approach, abgekürzt *POCA*), und umgekehrt. Als Vertex wurde die Mitte zwischen diesen beiden Punkten verwendet (Abbildung 4.18).

In Abbildung 4.19 ist die Differenz zwischen rekonstruierten und simulierten  $x$ - bzw.  $z$ -Koordinaten des Primärvertex dargestellt für eine Detektorgeometrie, wie sie auch zur Simulation der Rückstoßpolarisationsmessung verwendet wurde, abzüglich des Analysators. Die Verteilung für die  $y$ -Koordinate ist wegen der Symmetrie des Detektors unter Drehung um  $90^\circ$  praktisch identisch zu der in  $x$ .

Die Verteilung folgt gut einem Voigt-Profil, wobei es sich um die Faltung eines Lorentz-Profiles und einer Gauß-Verteilung handelt. Entsprechend wurde jeweils ein Voigt-Profil angefitet. Da die Standardabweichung bei einem Lorentz-Profil divergiert, wird im Folgenden die Halbwertsbreite (engl. full width at half maximum, FWHM) angegeben.



**Abbildung 4.18.:** Bestimmung des primären Vertex aus zwei rekonstruierten Spuren: Zunächst wird der Punkt auf Spur 1, der der Spur 2 am nächsten kommt, bestimmt ( $\vec{p}_1$ ), entsprechend umgekehrt der Punkt  $\vec{p}_2$ . Als Vertex wird  $\vec{p}_V = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$  verwendet.



**Abbildung 4.19.:** Differenz zwischen simulierter und rekonstruierter Vertexposition, links die Differenz für die  $x$ -, rechts für die  $z$ -Koordinate. Es wurde jeweils ein Voigt-Profil angefitet.

Man erkennt in Abbildung 4.19, dass die Verteilung für die  $z$ -Koordinate deutlich breiter als für die  $x$ - und damit auch  $y$ -Koordinate ist. Dies liegt daran, dass nur Spuren mit kleinen Polarwinkeln rekonstruiert werden können, so dass sie stets einen spitzen Winkel am Primärvertex bilden. Ein Fehler in der Spurbestimmung führt dabei zu einem ähnlich großen Fehler in der Vertexrekonstruktion in  $x$  und  $y$ , aber zu einem größeren Fehler in  $z$ .

In Tabelle 4.1 sind für verschiedene Detektorgeometrien die Ergebnisse der Vertexrekonstruktion angegeben. Es zeigt sich, dass die Drehung der zweiten Lage um  $45^\circ$  zu einer geringeren Anzahl rekonstruierter Spuren führt, obwohl der durch Sensoren abgedeckte Raumwinkel durch das Drehen der zweiten Lage vergrößert wird. Dies lässt sich dadurch erklären, dass ein größerer Teil der Spuren nur einen Spurpunkt, entweder in der ersten oder zweiten Lage, aber nicht in beiden, erzeugt. Somit können diese Spuren nicht rekonstruiert werden. Im vollständigen BGO-OD-Experiment stehen zusätzlich MWPC und MRPC zur Verfügung, wodurch auch

Sensoren	Konfiguration	rekon. Vertices	FWHM $x$ [cm]	FWHM $z$ [cm]
8	Standard	159 123	0,026	0,100
12	Standard	179 266	0,028	0,100
12	45°	159 546	0,029	0,100
12	verkürzt	187 746	0,029	0,113

**Tabelle 4.1.:** *Simulierte Vertexauflösung für verschiedene Detektorgeometrien. Es wurde jeweils die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  simuliert, wobei die Impulse der drei Zerfallsprodukte durch den Phasenraum bestimmt wurden.*

für solche Spuren weitere Spurpunkte gemessen werden. Die Auflösung dieser beiden Detektoren ist allerdings schlechter, außerdem ihr Abstand zum Primärvertex größer.

Da der Analysator hier entfernt wurde, ist es weiterhin naheliegend, die dritte Lage in Richtung des Targets zu verschieben, wodurch sich die Polarwinkelabdeckung der dritten Lage erhöht. Es wurde daher eine Variante untersucht, bei der der Abstand zwischen zweiter und dritte Lage gleich dem Abstand zwischen erster und zweiter Lage gesetzt wurde. Zum Vergleich wurde auch die Variante untersucht, bei der auf die dritte Lage komplett verzichtet wurde.

Es zeigt sich, dass wie erwartet bei einer dritten Lage näher am Interaktionspunkt die Winkelabdeckung und damit die Anzahl der rekonstruierten Spuren ansteigt. Allerdings verschlechtert sich die Vertexauflösung, insbesondere ist diese im Vergleich zur Variante ohne dritte Lage schlechter. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass durch die größere Winkelabdeckung zusätzlich gerade die Spuren rekonstruiert werden, die zu einer schlechteren Auflösung führen, etwa weil diese bei Produktion unter größerem Polarwinkel einen kleineren Impuls aufweisen. Um dies zu prüfen, wurde eine zweite Simulation durchgeführt, bei der jeweils ein Proton und ein Pion unter einem Polarwinkel von 5° und einem relativen Azimutwinkel von 180° erzeugt wurden, die somit bei beiden Geometrien eine gleiche Anzahl an rekonstruierten Ereignissen verursachen, da sie immer Spuren in den ersten beiden Sensorlagen erzeugen. Die kinetische Energie wurde für beide Teilchen auf 500 MeV gesetzt.

In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse aufgelistet. Es zeigt sich, dass auch hier die Auflösung bei zwei Sensorlagen besser ist als bei dreien. Die Auflösung ist somit maßgeblich durch die Streuung in den Sensorlagen beeinflusst, so dass die zusätzlichen Spurpunkte die Verschlechterung durch die größere Materialbelegung nicht aufwiegen.

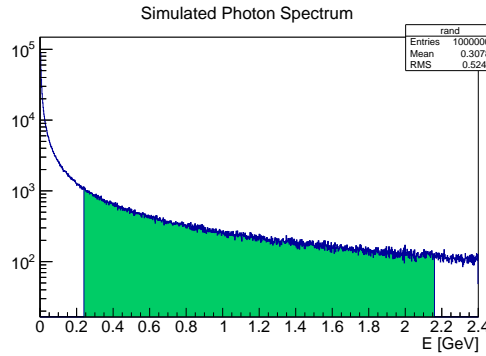
## 4.6. Strahlenbelastung

Eine Simulation der Strahlenbelastung der Sensoren wurde mit GEANT4 in einer Geometrie, die das Targetrohr (in einer gekürzten Version) mit Flüssigwasser-

Sensoren	Konfiguration	rekonstruierte Vertices	$\sigma_x$ [cm]	$\sigma_z$ [cm]
8	Standard	39 022	0,0200	0,230
12	Standard	39 129	0,0215	0,238
12	verkürzt	39 080	0,0235	0,266

**Tabelle 4.2.:** *Simulierte Vertexauflösung für verschiedene Detektorgeometrien. Es wurde jeweils ein Proton und ein Pion am Primärvertex unter festem Polarwinkel und variierendem Azimutwinkel erzeugt.*

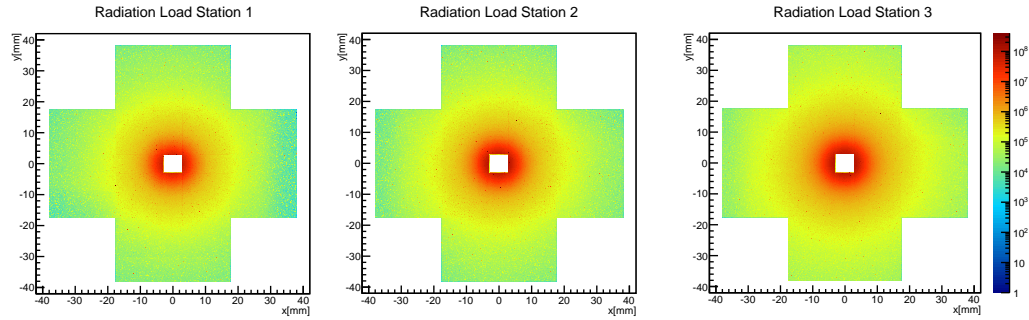
stofftarget und den Detektoraufbau beinhaltet, durchgeführt. Dazu wurden Photonen mit einem Bremsstrahlungsspektrum mit Energien zwischen 1 MeV und 2,4 GeV in einem gaußförmigen Strahl mit  $\sigma = 3$  mm und einer Divergenz von 0,4 mrad generiert. Für das Bremsstrahlungsspektrum wurde ein Verlauf proportional zu  $1/E$  verwendet (Abbildung 4.20), was einer Näherung entspricht [Bet34], die für diesen Zweck ausreichend ist.



**Abbildung 4.20.:** *Simuliertes Bremsstrahlungsspektrum (Logarithmische Skala). In grün der vom Tagger registrierte Energiebereich. Die Simulation wurde so skaliert, dass sich für den grünen Bereich eine Rate von 10 MHz ergibt.*

Für einfallende Teilchen auf die Sensoren wurde eine Gewichtung gemäß [Vas00] vorgenommen, um die Strahlenschäden auf das Äquivalent von Neutronen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV umzurechnen. Insgesamt wurden  $10^{10}$  Photonen generiert. Die so simulierte Strahlenbelastung wurde für eine Tagger-Rate von 10 MHz, einem vom Tagger abgedeckten Energiebereich von 10..90 % der Photonenenergie und ein Betriebsjahr von  $10^7$  s (Betrieb zu etwa 32 % der Zeit) skaliert. Die Strahlenbelastung für ein Betriebsjahr ist in Abbildung 4.21 dargestellt.

Die maximale Dosis erfahren die Detektoren wie erwartet in der Nähe des Primärstrahls, wobei die Dosis für die weiter hinten stehenden Detektoren zunimmt. Die maximale Dosis liegt bei  $10^{12} \text{ N}_{\text{eq}}/(\text{cm}^2 \cdot 10^7 \text{ s})$ . Damit liegt die Strah-



**Abbildung 4.21.:** Simulierte jährliche Strahlenbelastung für die drei Sensorlagen bei einer Taggingrate von 10 MHz und einem Betriebsjahr von  $10^7$  s in äquivalentem Neutronenfluss pro  $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$  (Logarithmische Skala).

lenbelastung bei der Hälfte des für das  $\overline{\text{PANDA}}$ -Experiment erwarteten Wertes [Mer10], für das die Sensoren entwickelt wurden. In [Zau13] wurden Sensoren dieses Typs mit bis zu  $10^{16} \text{ Neq/cm}^2$  bestrahlt und deren Verhalten untersucht. Diese Untersuchungen deuten darauf hin, dass ein normaler Betrieb zumindest bis zu einer Strahlendosis von  $10^{14} \text{ Neq/cm}^2$  möglich ist. Die höchste Strahlenbelastung liegt lediglich im innersten Bereich nahe dem Primärstrahl vor. Es wurde mit einem gaußförmigen Strahl simuliert; durch die Verwendung von Kollimatoren dürfte im Experiment ein Strahlverlauf mit einem stärkeren Abfall im Randbereich auftreten, was die Fluenz im Vergleich zur Simulation reduziert. Es zeigt sich aber auch, dass darauf zu achten ist, dass der Strahl mittig zwischen den Sensoren ausgerichtet ist, da es sonst zu einer erhöhten Strahlendosis am Sensorrand kommen kann.



## 5. Auslesesystem

### 5.1. Digitalisierung

Zur Digitalisierung der analogen Ausgangssignale des APV25 Front-Ends werden VME<sup>1</sup>-Module vom Typ VFB2<sup>2</sup> der Firma ELB<sup>3</sup> verwendet. Dabei handelt es sich um VME-Module, auf denen sich ein FPGA vom Typ Spartan-3 (XC3S4000) [Xil08] befindet und auf die bis zu 3 Tochterkarten (*Mezzanine-Boards*) aufgesteckt werden können. Hier werden Mezzanine-Boards mit 12 Bit ADCs mit bis zu 65 MS/s und 4 Eingangskanälen verwendet. Dadurch können pro VME-Modul die analogen Ausgaben von 12 APV25-Chips digitalisiert werden. Die digitalen Ausgänge der ADCs liegen dabei parallel am FPGA an, so dass alle Daten direkt dort verarbeitet werden können. Auch die Steuerung des Taktes der Digitalisierung erfolgt über den FPGA.

Ein weiteres VFB2-Modul wird verwendet, um gemeinsame Takt- und Trigger-Signale für alle Front-Ends und die VME-Auslesemodule zu erzeugen und die Kommunikation mit den Front-Ends über I<sup>2</sup>C bereitzustellen. Dazu ist dieses Modul mit einer NIM-Out-Mezzanine-Karte bestückt, die Takt- und Triggersignale an die ADC-VME-Module über NIM-Signale [Com90] bereitstellt, sowie einer eigens entwickelten Mezzanine-Karte, die Takt-, Trigger-, I<sup>2</sup>C- und Reset-Signale über Cat5e-Kabel über das Supplyboard an die Sensor-Platinen weiterleitet.

### 5.2. Verarbeitung im FPGA

Die Aufbereitung der digitalisierten Daten im FPGA wurde basierend auf [Koo09] weiterentwickelt. Die Verarbeitung erfolgt dabei in mehreren Schritten, wobei als Ausgabe die getroffenen Streifen mit Signalthöhe und -länge sowie bei Bedarf die berechneten Rauschwerte pro Streifen erzeugt werden. Die einzelnen Komponenten der FPGA-Programmierung (*Firmware*) werden in den folgenden Unterabschnitten erläutert.

#### 5.2.1. Phasenverschiebung

Aufgrund der Signallaufzeit des Taktsignals zum Front-End hin und der ausgegebenen analogen Daten zurück zum Auslesesystem kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen diesen beiden. Daher ist es erforderlich, dass die Phasen-

---

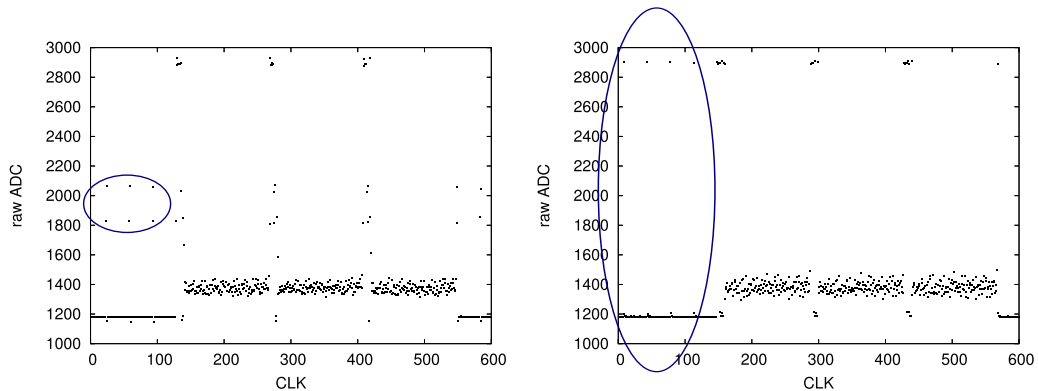
<sup>1</sup>VME = VERSA Module Eurocard IEEE-1014-1987, ANSI/VITA 1-1994

<sup>2</sup>VFB = VME FPGA Board

<sup>3</sup>Elektroniklaboratorien Bonn UG, <http://www.elbonn.de>

verschiebung zwischen erzeugtem Taktsignal und dem am ADC anliegenden Takt einstellbar ist. Die einzustellende Phase hängt dabei von den elektronischen Komponenten und den Kabellängen ab und ist im finalen Aufbau konstant.

Um aus einem Taktsignal ein zweites, phasenverschobenes zu generieren, stellt der Spartan-3-FPGA eine Komponente namens *Digital Clock Manager* (DCM) zur Verfügung [Xil06]. Mit diesem kann die Phasenverschiebung in 256 Schritten eingestellt werden. Die Firmware erlaubt die Einstellung der Phasenverschiebung direkt über die VME-Schnittstelle. Die Auswirkung der Phasenverschiebung ist in Abbildung 5.1 zu sehen.



**Abbildung 5.1.:** Auswirkung der Phasenverschiebung auf die digitalisierten Daten. Links bei nicht angepasster Phasenlage, rechts bei optimierter relativer Phasenlage. Insbesondere an den Heartbeat-Pulsen (blau eingekreist) erkennt man, dass diese bei optimierter Phasenlage genau einen Taktzyklus lang sind, während bei einer verschobenen Phase ein Sample beim Anstieg und eines beim Abfallen des Signals genommen wird, so dass sich zwei halbhohe Werte ergeben.

Ein zweiter DCM erlaubt die Einstellung der Phasenlage zwischen generiertem Takt für den ADC und dem Takt, mit dem die ADC-Daten gelesen werden. Die Signallaufzeiten auf der Platine zwischen FPGA und ADC machen dies erforderlich. Die Phasenlage hängt nur von den verwendeten Platinen ab und ist deshalb fest.

### 5.2.2. Verarbeitung der ADC-Daten

Die Namen der folgenden Komponenten entsprechen der Bezeichnung in der Firmware. Zusammen bilden sie die Komponente *Hitfinder*.

#### Levellfinder

Die vom APV25 ausgegebenen Daten beinhalten sowohl analoge als auch digitale Signale (siehe auch 3.9). Die digitalen Signale zeichnen sich dadurch aus, dass

sie die Extremwerte im Signalbereich annehmen. Es wird daher in einem ersten Schritt bestimmt, welche die Extremwerte der ADC-Daten sind, und aus dem Mittelwert wird die Schwelle zur Unterscheidung zwischen logisch Null und logisch Eins generiert. Diese Berechnung findet nur einmal nach Start der Auslese bzw. nach einem vollständigen Reset statt.

### **Framereader**

Im nächsten Schritt wird auf den Beginn eines Datenpaketes (*Frame*) gewartet. Dieses ist gekennzeichnet durch das Auftreten von drei aufeinanderfolgenden logischen Einsen. Wird diese Signatur entdeckt, werden die darauf folgenden digitalisierten Analogwerte für die einzelnen Kanäle in einem Speicher (Block-RAM) innerhalb des FPGAs abgelegt. Gleichzeitig wird der Mittelwert aller 128 Kanäle gebildet, der dem nächsten Schritt zur Verfügung gestellt wird.

### **Baselinefinder**

Da das Nullniveau (*Baseline*) der Analogdaten im ganzen schwanken kann, muss dieses zunächst für jeden einzelnen Frame bestimmt werden. Dazu wird der Mittelwert aller nicht getroffenen Kanäle verwendet. Es werden zunächst alle Kanäle aufaddiert, die in einem vordefinierten Intervall um den im vorherigen Schritt bestimmten Mittelwert liegen, und anschließend durch Division deren Mittelwert bestimmt. Dieser Vorgang findet ein zweites Mal statt, wobei beim zweiten Durchgang das Ergebnis des ersten als Eingabe dient.

Während der Berechnung der Baseline werden die Daten vom ersten Block-RAM unverändert in einen zweiten kopiert, damit sie dem nächsten Schritt zur Verfügung stehen und der erste Block-RAM zur Verarbeitung weiterer Frames bereitsteht.

### **Pedestalsubtractor**

Unabhängig vom Schwanken der gesamten Baseline kann jeder einzelne Kanal ein leicht verschiedenes Nullniveau (*Pedestal*) haben. Deshalb wird in diesem Schritt dieses Nullniveau fortlaufend bestimmt und vor der Weitergabe der Daten an den nächsten Schritt subtrahiert. Aus dem Schwanken des Nullniveaus lässt sich darüber hinaus ein Maß für das Rauschen jedes einzelnen Kanals bestimmen.

Zur Bestimmung des Pedestals wird näherungsweise ein gleitender Mittelwert aus den jeweiligen Kanalwerten gebildet, sofern der jeweilige Kanal kein Signal beinhaltet. Ansonsten bleibt der Pedestalwert unverändert. Die Formel zur Berechnung des gleitenden Mittelwertes für das Pedestal  $P$  aus dem aktuellen Kanalwert  $S$  ist

$$P_{\text{neu}} = P_{\text{alt}} \cdot \frac{15}{16} + S \cdot \frac{1}{16}, \quad (5.1)$$

die zur Bestimmung der Varianz  $\sigma^2$

$$\sigma_{\text{neu}}^2 = \sigma_{\text{alt}}^2 \cdot \frac{127}{128} + (S - P_{\text{alt}})^2 \cdot \frac{1}{128}. \quad (5.2)$$

Die berechneten Werte werden intern als Festkommazahlen verarbeitet, wobei die Pedestalwerte 12 Vorkomma- und 4 Nachkommabits belegen, die Varianz 15 Vorkomma- und 5 Nachkommabits. Damit werden die Pedestalwerte mit einer Auflösung von  $1/16$  und die Varianzwerte mit  $1/32$  erfasst.

### Hitcalculator

Aus den pedestalkorrigierten Werten werden einzelne Streifentreffer ermittelt, indem geprüft wird, ob diese in Höhe und Länge über einer einstellbaren Schwelle liegen. Die Schwelle für die Signalhöhe wird dabei in ADC-Kanälen angegeben, die Länge in der Anzahl der Frames. Für jeden Kanal wird dazu über den Verlauf von mehreren, zu einem Trigger gehörigen Frames die maximale Höhe, die Anzahl der Frames, in denen die eingestellte Schwelle überschritten war, und die Nummer des ersten Frames, ab dem die Schwelle überschritten war, ermittelt. Auch die Nummer des ersten Frames kann zusätzlich eingeschränkt werden, was einem Schnitt auf die zeitliche Korrelation zum Triggersignal entspricht. Dies kann dazu genutzt werden, die Anzahl von Zufallskoinzidenzen zu reduzieren (s. Abschnitt 3.5.3).

Für alle Kanäle, die die eingestellten Schwellen überschreiten, werden diese Werte in einen FIFO<sup>4</sup> geschrieben.

### Concentrator

Die vorgenannte Verarbeitung der APV25-Daten erfolgt für alle 12 ADC-Kanäle parallel. Am Ende der Verarbeitung werden die erzeugten Trefferlisten der einzelnen Hitfinder in einen gemeinsamen FIFO zusammengeführt, der dann über VME ausgelesen werden kann. Dazu werden die Streifennummern um die Nummer des ADCs ergänzt, so dass sich eine fortlaufende Nummerierung aller  $12 \times 128 = 1536$  Streifen ergibt.

### 5.2.3. Ausleserate

Die Verarbeitung der einzelnen Frames erfolgt parallel. Daher erhöht sich die benötigte Verarbeitungszeit pro zusätzlichem Frame lediglich um die Zeit, die das Auslesen eines Frames aus dem APV25 benötigt, also  $140 \cdot 20 \text{ ns}$ . Die insgesamt benötigte Zeit zur Verarbeitung eines Ereignisses ergibt sich damit aus der Auslesezeit der Frontend-Daten, der benötigten Zeit zur Verarbeitung des letzten Frames sowie dem Zusammenstellen und Auslesen der getroffenen Streifen. In

---

<sup>4</sup>First In First Out, ein Speicher ähnlich einer Warteschlange, wo zuerst geschriebene Daten als erste wieder ausgelesen werden

Tabelle 5.1 ist eine Zusammenstellung inklusive eines typischen Beispiels mit 6 ausgelesenen Frames, 4 VME-Boards und 4 Treffern pro Frontend dargestellt.

Ausleseschritt	Takte	Frequenz [MHz]	typische Zeit [ns]
Warten auf Daten	$\leq 35$	50	700
Senden durch APV	$n_{\text{Frames}} \cdot 140$	50	16800
Framereader	2	50	40
Baselinefinder	$150 \cdot 2$	100	3000
Pedestalsubtractor	132	100	1320
Hitcalculator	$130 + 130$	100	2600
Concentrator	$n_{\text{Hits}}$	100	40
Auslese	$n_{\text{Boards}} \cdot (1 + n_{\text{Hits}})$	40	500
Summe			25000

**Tabelle 5.1.:** Benötigte Zeiten zum Auslesen mit dem beschriebenen VME-System. Bei typischen 6 Frames und 4 getroffenen Streifen pro Frontend ergeben sich insgesamt etwa 25  $\mu\text{s}$ .

Dabei ergibt sich eine benötigte Zeit von 25  $\mu\text{s}$ . Da die BGO-OD-Datenerfassung keine neuen Trigger erlaubt, während ein Ereignis ausgelesen wird, ist entscheidend, wie sich die somit entstehende Totzeit dieses Detektors zu den Totzeiten der anderen Subsysteme verhält. Sind die Totzeiten der anderen Subdetektoren deutlich kürzer, würde die gesamte Datenerfassung von BGO-OD durch die Auslese der Silizium-Detektoren verlangsamt, die Totzeit erhöht und die Ereignisrate reduziert. Betrachtung der Totzeiten der einzelnen Subsysteme [Ham14] ergibt, dass diese je nach ausgelesenen Subdetektoren und verwendetem Trigger bei mindestens 50  $\mu\text{s}$  liegt, so dass das Auslesen der Silizium-Detektoren die Totzeit des Gesamtsystems nicht verlängert.

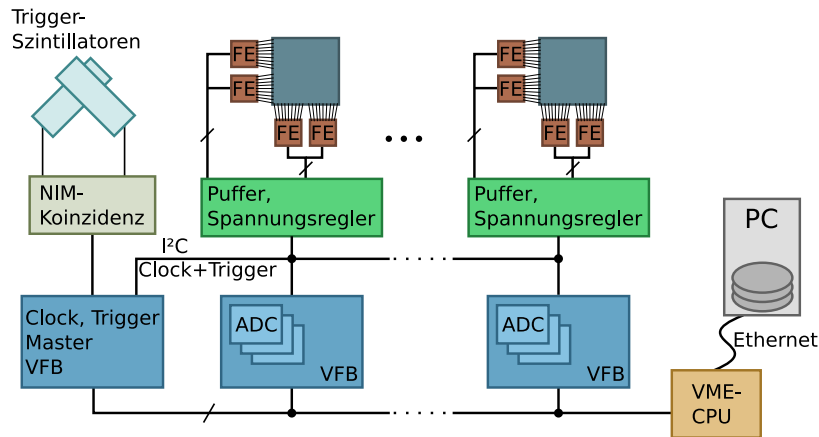
Sollte sich die Totzeit (in einer zukünftigen, veränderten Auslese) als Problem darstellen, ließe sich diese deutlich reduzieren, indem neue Trigger während des Auslesens der alten Daten erlaubt werden. Der APV25-Frontend-Chip ist prinzipiell dazu in der Lage, es muss lediglich darauf geachtet werden, dass die Anzahl der zum Auslesen bereitstehenden Frames die Länge des Auslese-FIFO von 32 nicht überschreitet [Jon99]. Innerhalb der FPGA-Verarbeitung wurde bereits die Möglichkeit geschaffen, zwischen den Streifentreffern der einzelnen Ereignisse einen Trigger-Zähler einzufügen, so dass die Unterscheidung zwischen den Ereignissen möglich wird.

## 5.3. Datenerfassungssystem

### 5.3.1. Testmessungen

Für Testmessungen, die sowohl mit einzelnen Sensoren als auch mit einer *Tracking-station* (s. Abschnitt 6.3) stattfanden, wurde ein eigenes Auslesesystem verwen-

det, das das Auslesen der VME-Module, Speichern der Daten, Konfiguration der Hardware und Darstellung von Messgrößen zur Überwachung der Datennahme ermöglicht. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung 5.2 zu sehen.



**Abbildung 5.2.:** Das für Testmessungen im Labor und bei Strahlzeiten an COSY, DESY, CERN und ELSA verwendete Auslesesystem.

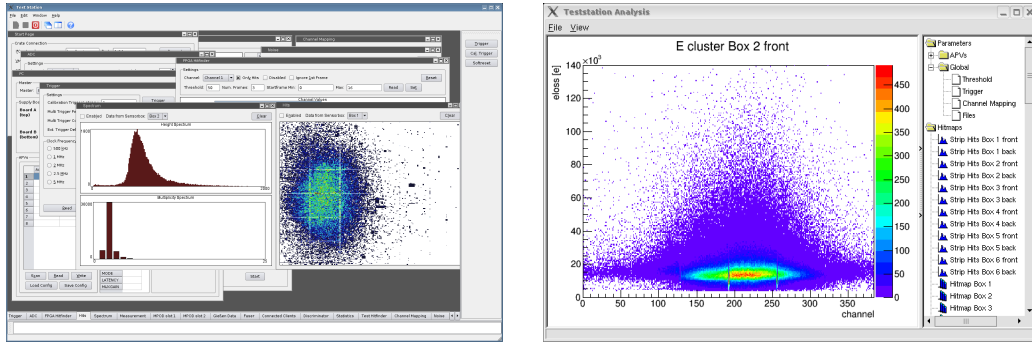
Hardwareseitig besteht das System aus einem VME-Crate, das neben den VFB2-Boards zur Digitalisierung und Takt-/Triggergenerierung ein CPU-Modul enthält, auf dem eine eigens entwickelte Software die im FPGA vorverarbeiteten Daten ausliest und per Netzwerk an einen PC sendet. Dazu kommt ein MPOD-Mini-Crate mit einem Hochspannungsmodul der Firma Iseg<sup>5</sup>, um die Biasspannungen für die Sensoren und die Trigger-Szintillatoren zu erzeugen.

Die Software besteht aus zwei Komponenten: Zum einen ein einfacher Daemon auf der VME-CPU, der die von den VME-Modulen ausgelesenen Daten per Netzwerk an einen oder mehrere PCs weiterleitet und umgekehrt die Konfiguration der VME-Module erlaubt, und andererseits ein GUI<sup>6</sup>-Programm, das auf einem entfernten PC die Anzeige und das Speichern der Daten und Einstellen der Konfiguration für den Benutzer ermöglicht (Abbildung 5.3 links). Für die Datenspeicherung wird das ROOT-Dateiformat [Bru97] verwendet.

In der GUI können eine Reihe von Daten bereits graphisch angezeigt werden, wie das Impulshöhenspektrum oder die räumliche Verteilung der Streifentreffer, was die ständige Überwachung der Datennahme und einfache Korrekturen, wie zum Beispiel der Strahl Lage, ermöglicht. Für eine ausführlichere Analyse wurde eine weitere Software auf Basis des ROOT-Frameworks entwickelt, die die Analyse der

<sup>5</sup>iseg Spezialelektronik GmbH, Rossendorf

<sup>6</sup>Graphical User Interface, graphische Benutzeroberfläche



**Abbildung 5.3.:** Zwei Oberflächen von im Rahmen dieser Arbeit entwickelter Software. **Links:** Programm zur Datenerfassung und Online-Überwachung. **Rechts:** Mit dem ROOT-Framework entwickeltes Analyseprogramm zur Offline-Datenanalyse.

erfassten Datendateien erlaubt (Abbildung 5.3 rechts). Mit dieser Software wurden auch die in Abschnitt 6.3 gezeigten Ergebnisse erstellt.

Die mit dem Auslesesystem gewonnenen Daten wurden auch in anderen Arbeiten verwendet, teilweise auch in Kooperation mit anderen Detektorsystemen bei Teststrahlzeiten an DESY<sup>7</sup> und CERN<sup>8</sup> [Bia13, Alb12, Cal13]. Dabei erfolgte die Synchronisation unter anderem durch die Verwendung eines gemeinsamen Taktsignals, das an allen Auslesesystemen gleichzeitig zurückgesetzt wurde. Die Anzahl der vergangenen Taktzyklen wurde dann bei allen Auslesesystemen zu jedem Ereignis gespeichert, wodurch eine spätere Zuordnung möglich wurde.

### 5.3.2. BGO-OD

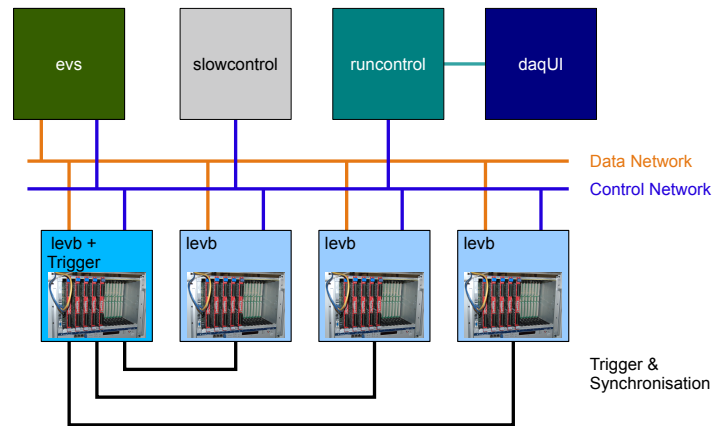
Das Auslesesystem von BGO-OD hat einen modularen Aufbau, wobei die einzelnen Subdetektoren unabhängig voneinander ausgelesen und die Daten anschließend zur Speicherung zusammengeführt werden (Abbildung 5.4). Eine detaillierte Beschreibung ist in [Ham14] zu finden.

Für das gesamte Auslesesystem stehen zwei getrennte Netzwerke zur Verfügung, eines für die Datenübertragung und ein zweites zur Überwachung und Steuerung von Betriebsparametern (*slow control*). Die Steuerung der Datennahme erfolgt durch einen einzelnen Prozess *runcontrol*, der beim Start der Datennahme die Triggerbedingungen setzt, die einzelnen Ausleseprozesse der Subdetektoren aktiviert und die Konfiguration in einer Datenbank hinterlegt. Die ausgelesenen Daten für jedes Ereignis werden vom *event saver* gespeichert.

Die Verteilung des Triggersignals und die Synchronisation erfolgt über eine getrennte Datenleitung zu den einzelnen Auslesesystemen. Dazu existiert in jedem

<sup>7</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron, Hamburg

<sup>8</sup>Europäische Organisation für Kernforschung, Meyrin, Schweiz



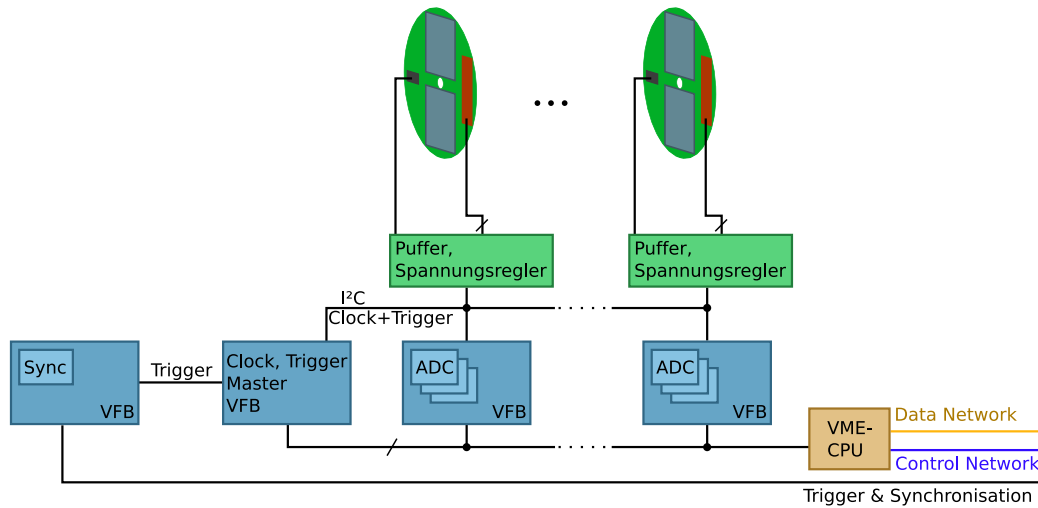
**Abbildung 5.4.:** Datenerfassung bei BGO-OD: Die einzelnen Subdetektoren werden unabhängig voneinander durch sog. local event builder (le vb) ausgelesen und im event saver (evs) in einem gemeinsamen Datensatz gespeichert (aus [Ham14]).

VME-Crate ein weiteres VFB-Modul (*Sync Client*), das das erhaltene Trigger-signal an die Auslesemodule weiterleitet und andererseits dem zentralen Trigger signalisiert, wann die Auslese abgeschlossen ist und der nächste Trigger erfolgen kann. Im Fall der Silizium-Streifenauslese wird das Trigger-Signal als NIM-Signal an das Master-VFB-Modul weitergeleitet, wo dann ein zum APV-Takt synchroner Trigger erzeugt wird (Abbildung 5.5). Die Freigabe für den nächsten Trigger erfolgt nach dem Auslesen aller verarbeiteten Frontend-Daten.

Das Triggersignal liegt bei BGO-OD etwa 700 ns nach dem physikalischen Ereignis an. Entsprechend müssen die Frontend-Chips so konfiguriert werden, dass aus dem internen Ringpuffer die Signale von diesem Zeitpunkt ausgegeben werden. Die zeitliche Korrelation kann dabei direkt im *Online-Monitor* überprüft werden. Dabei handelt es sich um einen Prozess, der über eine Netzwerkverbindung die Rohdaten während der Datennahme erhält und graphisch aufbereitet, so dass eine Kontrolle der korrekten Funktionsweise aller Subdetektorsysteme im Kontrollraum während der Datennahme ermöglicht wird.

Neben der Verwendung für den Spurdetektor wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Auslesesystem auch für einen Strahlpositions-Monitor verwendet, der aus einem einzelnen Silizium-Streifensensor mit einem Streifenabstand von 50  $\mu\text{m}$ , einen Stereowinkel von 90° und einer sensitive Fläche von  $1,92 \times 1,92 \text{ cm}^2$  besteht. Details zu diesem Sensortyp finden sich in [Krü09, Koo09, Zau13]. Der Strahlmonitor befindet sich in einer Aluminiumkiste und kann direkt im Photonenstrahl von BGO-OD platziert werden, wobei er die Feineinstellung der Strahlposition unterstützt. Zur Auslese kommt ein einzelnes VFB2-Modul zum Einsatz, auf dem





**Abbildung 5.5.:** Schema des Auslesesystems als Teil des Datenerfassungssystems von BGO-OD. Durch ein zusätzliches VFB-Board (ganz links) erfolgt die Synchronisation mit dem BGO-OD-Triggersystem. Die Auslese der Daten erfolgt über einen Prozess auf der VME-CPU, der über das Kontrollnetzwerk gesteuert wird und die Daten über das Datennetzwerk überträgt.

die Firmware für Trigger- und ADC-Board zusammengefügt wurde. Durch die hohe Photonenrate im Primärstrahl ist es auch ohne dedizierten Konverter möglich, den Photonenstrahl direkt im Streifensensor nachzuweisen.



## 6. Testmessungen

### 6.1. FPGA-Verarbeitung

Zum intensiven Test der FPGA-basierten Verarbeitung der Front-End-Daten besteht die Möglichkeit, statt der vom ADC gelesenen Daten beliebige Testsignale, die direkt über VME geschrieben werden, auf den Eingang zu legen. Dadurch lassen sich gezielt erzeugte Testdaten generieren und die Verarbeitung im einzelnen überprüfen. Alle 12 Hitfinder im FPGA wurden auf korrekte Funktion überprüft. Im folgenden sind einige Tests beschrieben.

#### 6.1.1. Subtraktion der Baseline

Testdaten mit gaußförmig schwankender Baseline wurden generiert. Es wurde überprüft, dass der FPGA-Algorithmus die Baseline korrekt erkennt und subtrahiert. Darüber hinaus wird durch den FPGA Mittelwert und Standardabweichung analog zur Berechnung der Pedestal der einzelnen Streifen (s. Kapitel 5.2.2) fortlaufend berechnet. Die berechneten Werte stimmen mit den simulierten Daten überein.

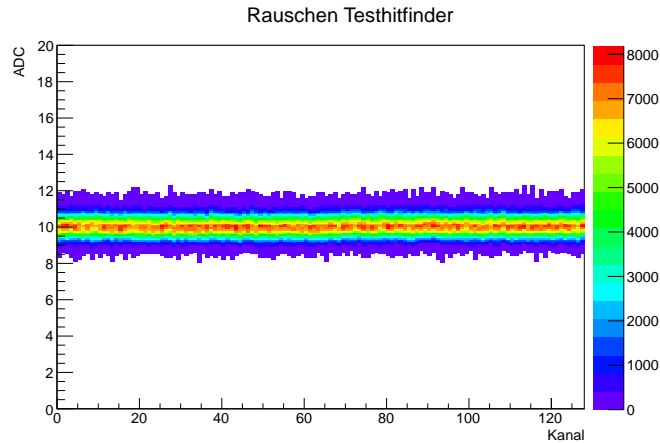
#### 6.1.2. Berechnung von Pedestal und Rauschen

Es wurden Daten mit einstellbarem, gaußförmigem Rauschen generiert. Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der berechneten Rauschwerte bei kontinuierlich eingespeisten Daten, die gaußförmig mit  $\sigma = 10$  verrauscht waren. Die vom FPGA berechneten Werte haben einen Mittelwert von  $\bar{\sigma} = 10,04$ .

Durch die Berechnung in Form eines gleitenden Mittelwertes ergibt sich, dass eine Änderung im Rauschwert eine gewisse Anzahl an Auslesezyklen benötigt, bis sie voll berücksichtigt wird. Ein Beispiel zeigt Abbildung 6.2, wo der Rauschwert von 5 auf 10 erhöht wurde, und die zeitliche Entwicklung des ermittelten Rauschwertes aufgetragen ist. Bei Änderung des Rauschens zum Zeitpunkt  $t_0$  nähert sich der berechnete Wert für das Rauschen exponentiell dem neuen Wert an gemäß

$$\sigma_{\text{neu}} = \sigma_{\text{alt}} + (\sigma_{\text{neu}} - \sigma_{\text{alt}}) \cdot (1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}), \quad (6.1)$$

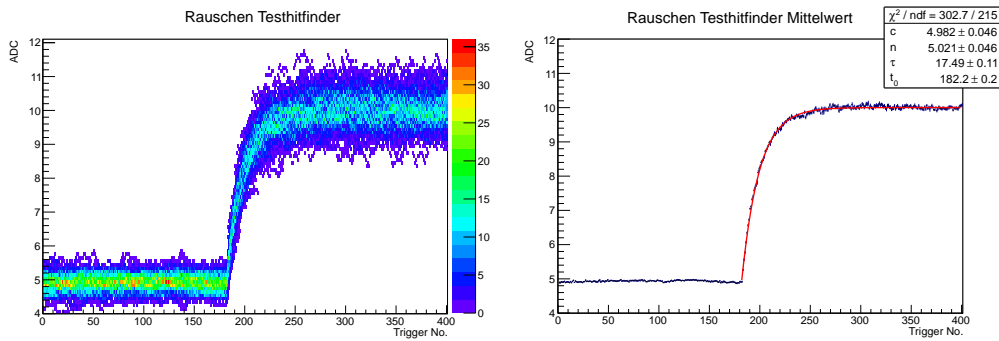
wobei sich für die Zeitkonstante ein Wert von  $\tau = 17,49 \pm 0,11$  Trigger aus dem Fit ergibt. Für die Pedestalberechnung ergibt sich nach Gleichungen 5.1 und 5.2 eine kürzere Zeitkonstante.



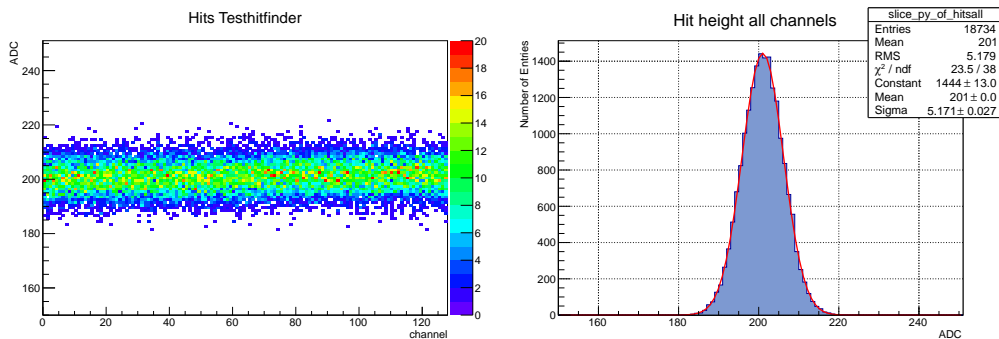
**Abbildung 6.1.:** Verteilung der berechneten Rauschwerte über alle 128 Kanäle. Die generierten Daten waren gaußförmig verrauscht mit einem Sigma von 10 ADC-Kanälen.

### 6.1.3. Getroffene Streifen

Nacheinander wurde für alle Kanäle eines Frontends ein Treffer simuliert und mit den vom FPGA ermittelten Werten verglichen. Abbildung 6.3 zeigt die ermittelten Signalhöhen für Testsignale, die eine Höhe von 200 und ein Rauschen von 5 ADC-Kanälen hatten. Die vom FPGA berechneten Werte liegen mit  $201 \pm 0,04$  für die mittlere Signalhöhe und einer Standardabweichung von  $5,17 \pm 0,03$  etwas darüber. Eine systematische Abweichung von bis zu einem ADC-Wert entsteht durch die begrenzte Auflösung bei der Pedestalberechnung. Die Pedestalwerte werden mit 4 Nachkommabits gespeichert, was einer Auflösung von  $1/16$  entspricht. Durch Abrunden bei der Berechnung in Gleichung 5.1 kann dies dazu führen, dass der Pedestalwert um einen ADC-Wert zu niedrig angesetzt wird, so dass die Höhe des Pedestal-subtrahierten Treffers um einen ADC-Wert zu hoch ermittelt wird. In der Praxis spielt diese Abweichung aber keine Rolle; darüber hinaus wird durch eine Kalibrierung, die zur Umrechnung zwischen ADC-Werten in gemessene Ladung einen Geradenfit benutzt, dieser Effekt durch den Achsenabschnitt des Geradenfits kompensiert (s. Abschnitt 6.2.1).



**Abbildung 6.2.:** *Links:* Verteilung der Rauschwerte für alle 128 Kanäle für jeden einzelnen Trigger. Etwa bei Triggernummer 180 wurde das Rauschen von 5 auf 10 ADC-Kanäle erhöht. *Rechts:* Verlauf des Mittelwertes des berechneten Rauschens. Aus dem exponentiellen Fit ergibt sich  $\tau = 17,49 \pm 0,11$  Trigger.



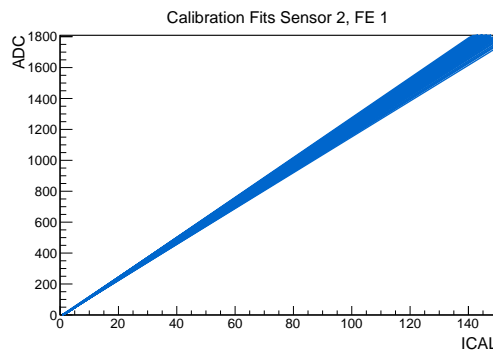
**Abbildung 6.3.:** *Links:* Verteilung der vom FPGA ermittelten Signalhöhen für simulierte Daten mit einer Höhe von 200 und einem Rauschen von 5 ADC-Kanälen für alle Streifen eines Frontends. *Rechts:* Projektion über alle Streifen. Der Fit ergibt einen Mittelwert von  $201 \pm 0,04$  und ein Sigma von  $5,17 \pm 0,03$ .

## 6.2. Testmessung mit Sensorplatine

### 6.2.1. Kalibrierung

Die Kalibrierung der Streifen untereinander, insbesondere auch die relative Kalibrierung verschiedener Frontends, ist durch den internen Injektionsmechanismus im APV25 möglich. Eine entsprechende Funktion wurde in die im Abschnitt 5.3.1 vorgestellte Software integriert. Zunächst werden dabei Kalibrierungspulse mit verschiedenen hohen Injektionsladungen (Register ICAL des APV) in den Frontends erzeugt. Zwischen zwei Kalibrierungspulsen werden dabei auch Trigger ohne Pulse erzeugt, damit bei der Verarbeitung im FPGA die berechneten Pedestals stabil bleiben. Nacheinander wird die Messung für alle 16 Kanalgruppen durchgeführt.

Aus den in Abhängigkeit von der injizierten Ladung gemessenen Signalhöhen ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Es wird daher für jeden Kanal ein linearer Fit vorgenommen, der die Umrechnung von Ladung in Pulshöhe ermöglicht (Abbildung 6.4). Das Invertieren der Fitgeraden erlaubt dann die Umrechnung der Signalhöhe in registrierte Ladung.



**Abbildung 6.4.:** Kalibrierung der APV25 durch Injektion von Testladungen. Hier sind beispielhaft die Fitgeraden für die 128 Streifen eines Frontends gezeigt, die sich aus der Messung mit Injektionsladung ergeben. Ein Bit im Register ICAL ( $x$ -Achse) entspricht dabei 862 Elektronen. Invertieren der Geraden ergibt dann die Umrechnung von ADC-Werten in Ladungspulse, die für die weiteren Messungen verwendet wurden.

Die Genauigkeit der Kalibrierung mit dieser Methode ist begrenzt und dient in erster Linie der relativen Kalibrierung der verschiedenen Streifen untereinander. Durch die Messung mit minimalionisierenden Teilchen lässt sich anschließend eine absolute Kalibrierung gewinnen.

### 6.2.2. Messung mit Sr90

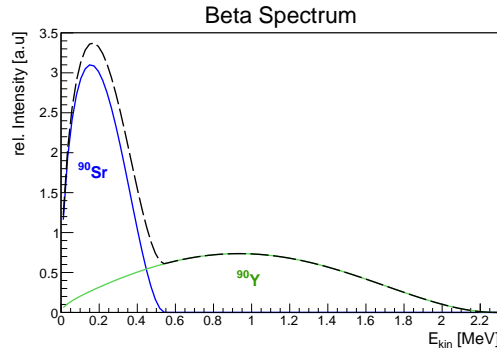
Um die Detektion von geladenen Teilchen im Labor zu testen, wurde eine radioaktive Quelle aus Strontium-90 verwendet. Dabei handelt es sich um einen Betastrahler mit einer Maximalenergie von 0,546 MeV. Mit einer Halbwertszeit von 28,8 a zerfällt es in Yttrium-90, das wiederum ein Betastrahler, mit einer Halbwertszeit von 64 h und einer Maximalenergie von 2,282 MeV ist.

Das Spektrum der Betastrahlung der Maximalenergie  $T_{\max}$  lässt sich durch

$$N(\varepsilon) d\varepsilon \propto \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon$$

mit  $\varepsilon = \frac{T + m_e c^2}{m_e c^2}, \quad \varepsilon_0 = \frac{T_{\max} + m_e c^2}{m_e c^2}$  (6.2)

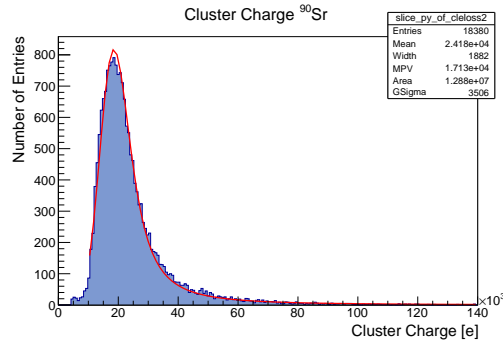
parametrisieren. Für niedrige Energien ergibt sich noch eine Korrektur durch das Coulomb-Potential des Kerns; da solche niederenergetische Elektronen mit dem hier verwendeten Messaufbau nicht detektiert werden können, kann dies hier vernachlässigt werden. Da die Halbwertszeit des Yttrium sehr viel kleiner als die des Strontiums ist, sind die Zerfallsraten der beiden Elemente nach wenigen Tagen gleich. Damit ergibt sich das in Abbildung 6.5 dargestellte Spektrum für die Betastrahlung.



**Abbildung 6.5.:** Spektrum einer Strontium-Yttrium-Quelle, berechnet aus Gleichung 6.2.

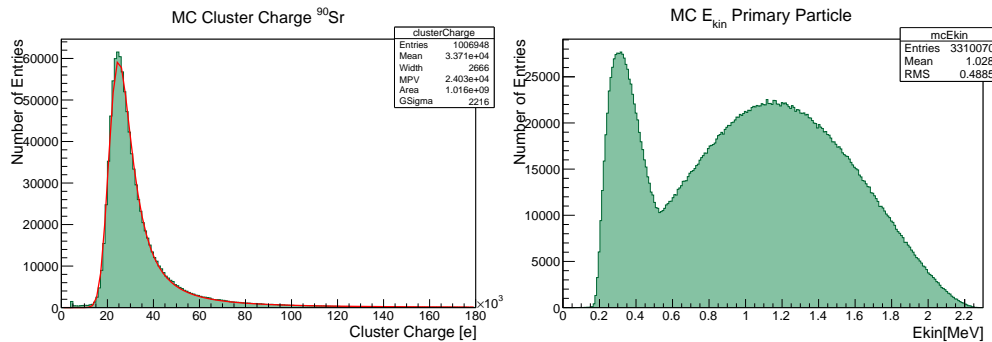
Im Testaufbau befand sich die Quelle oberhalb des Sensors, während darunter ein Plastiksintillator als Trigger lag. In Abbildung 6.6 ist der gemessene Energieverlust zu sehen. Die angepasste Landauverteilung, gefaltet mit einer Gaußfunktion, ergibt einen wahrscheinlichsten Wert von 17,1 ke. Nimmt man für die interne Kalibrierung eine systematische Abweichung von 40 % an (siehe Abschnitt 3.9), so ergibt sich ein korrigierter Wert von 23,9 ke.

Elektronen mit einer Energie von über einem 1 MeV sind nahezu minimalionisierend. Bei der Strontium-Yttrium-Quelle sind dies etwa 24 % der abgestrahlten Teilchen, 76 % haben eine niedrigere Energie. Da nur die Ereignisse ausgelesen wer-



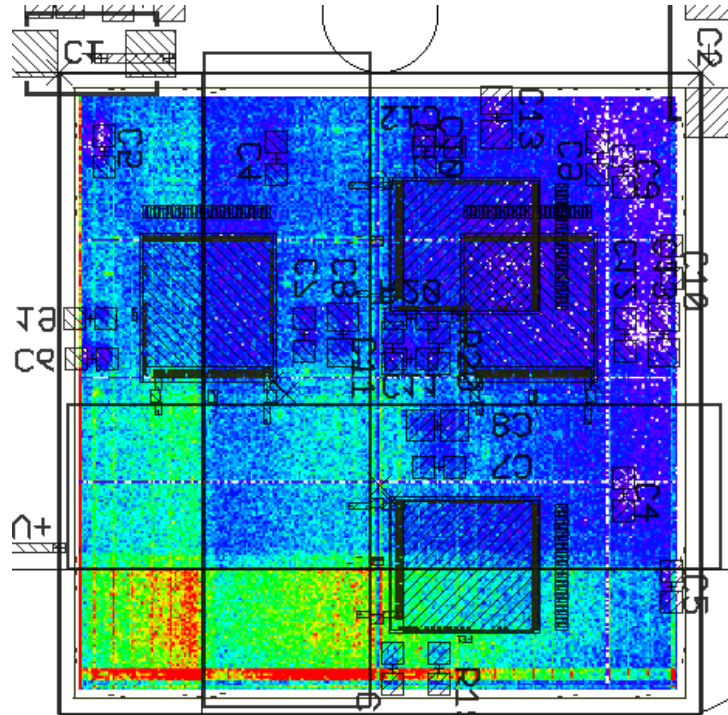
**Abbildung 6.6.:** Verteilung der gemessenen Cluster-Ladung bei der Messung mit einer Strontium-90-Quelle.

den, bei denen ein Energieeintrag im Szintillator erfolgte, wird allerdings auch der niederenergetische Teil des Spektrums abgeschnitten. Außerdem treffen die Elektronen unter verschiedenen Winkeln auf den Sensor auf, was zu einer verlängerten Flugstrecke im Sensor und damit höherem Energieverlust führt. Daher wurde, um den resultierenden Energieverlust zu ermitteln, eine Simulation in GEANT4 durchgeführt. Bei dieser wurde eine Strontiumquelle über der Sensorplatte und einem Plastiksintillator angeordnet. In der Quelle wurden Elektronen mit dem in Abbildung 6.5 dargestellten Energiespektrum erzeugt. Es wurden die Ereignisse gespeichert, bei denen der Energieverlust im Szintillator größer als 1 keV war. In Abbildung 6.7 ist das Spektrum der dabei ermittelten Clusterladungen sowie die Energieverteilung der Elektronen, die einen Trigger auslösten, zu sehen. Der wahrscheinlichste Wert für die erzeugte Ladung ergibt sich dabei zu 24,0 ke.



**Abbildung 6.7.:** Simulation mit einer Strontium-90-Quelle. **Links:** Simulierte detektierte Cluster-Ladung im Sensor. **Rechts:** Simuliertes Energiespektrum der Elektronen, die ein Triggersignal auslösen.





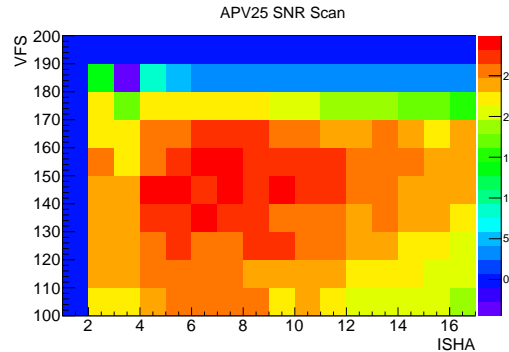
**Abbildung 6.8.:** Räumliche Verteilung der gemessenen Treffer mit  $^{90}\text{Sr}$  mit darübergelegter Zeichnung der Sensorplatine. Man erkennt, wie die Komponenten der Platine und die Platinen selbst einen Schatten im Trefferbild erzeugen. Die Platine der Vorderseite stellt das untere Viertel des Sensors frei, die der Unterseite das linke Viertel. Damit ergibt sich unten links ein beidseitig freigesetztes Quadrat, das somit die meisten Ereignisse detektiert.

In Abbildung 6.8 ist die räumliche Verteilung der Treffer bei der Messung mit  $^{90}\text{Sr}$  dargestellt, zusammen mit einer Zeichnung der Platine und den aufgelöteten Komponenten. Diese erzeugen Schatten im Trefferbild, da die Reichweite der Betastrahlung gering ist und je nach Energie die Elektronen den Trigger-Szintillator nicht mehr erreichen, nachdem sie ein elektronisches Bauteil oder die Platinen passieren mussten.

### 6.2.3. Optimierung der Shapingzeit

Wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben, wirkt sich die Shapingzeit auf das Signal-Rausch-Verhältnis des Auslesesystems aus. Je nach Höhe der Beiträge aus Parallel- und Serienrauschquellen kann daher eine kürzere oder längere Shapingzeit zu einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis führen. Im APV25-Chip existieren zwei Einstellungen, die sich auf die Shapingzeit auswirken: Der Bias-Strom am Ein-

gangstransistor (Register ISHA) und die Spannung am Rückkopplungs-Transistor. Dabei führen größere Werte für ISHA zu einer kürzeren Anstiegszeit, während größere Werte von VFS eine längere Anstiegs- und besonders Abfallszeit bewirken.



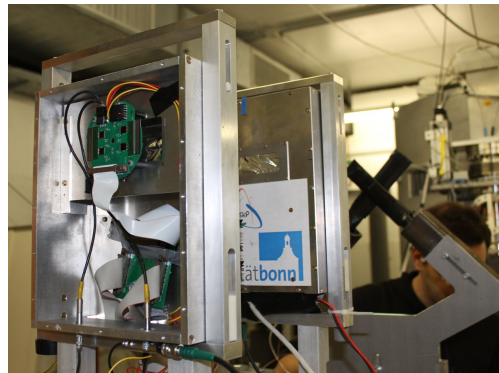
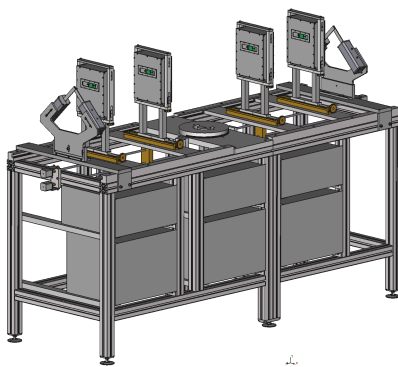
**Abbildung 6.9.:** Signal-Rausch-Verhältnis gegen die beiden die Shapingzeit beeinflussenden Register des APV25-Frontend-Chips.

Zur Bestimmung der optimalen Werte für diese beiden Register wurde für verschiedene Wertekombinationen jeweils eine Messung mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle durchgeführt. Anschließend wurde aus einem Landau-Fit an die Cluster-Gesamtladung der wahrscheinlichste Wert gemessen, der hier als Signalthöhe bei Bestimmung des Signal-Rausch-Verhältnisses verwendet wird. Das Rauschen wurde gleichzeitig durch den FPGA wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben ermittelt. In Abbildung 6.9 sind die so ermittelten Signal-Rauschverhältnisse für die Wertekombinationen der beiden Register dargestellt. Das Maximum findet sich im Bereich um ISHA=8 und VFS=140, was einer Shaping-Zeit von etwa 200 ns entspricht.

Da sowohl die Messung für die verschiedenen Registerwerte als auch die Auswertung automatisiert abläuft, kann diese Messung für jeden weiteren Sensor leicht wiederholt werden.

### 6.3. Messungen im Proton-Strahl von COSY

Im Beschleuniger COSY des Forschungszentrums Jülich können Protonen auf Impulse zwischen  $300 \text{ MeV}/c$  und  $3300 \text{ MeV}/c$  beschleunigt und extrahiert werden [Mai97]. Ein Sensortest im extrahierten Protonenstrahl wurde im Rahmen dieser Arbeit am externen Strahlplatz NEMP an COSY durchgeführt. Dazu wurde ein Sensormodul in eine *Trackingstation* [Bec09] integriert, die am Strahlplatz aufgestellt wurde. Diese Trackingstation besteht aus mehreren Aluminium-Kisten, die die Sensoren aufnehmen und an denen sich auf Höhe des Strahls Fenster befinden, die durch mit Aluminium bedampfte Mylar-Folie bedeckt sind. Die Sensor-Kisten können in allen drei Raumrichtungen verschoben werden, wobei zum Teil Schrittmotoren zum Einsatz kommen. Zusätzlich befinden sich vorne und hinten je zwei gekreuzte Szintillatoren, die der Erzeugung des Trigger-Signals dienen.

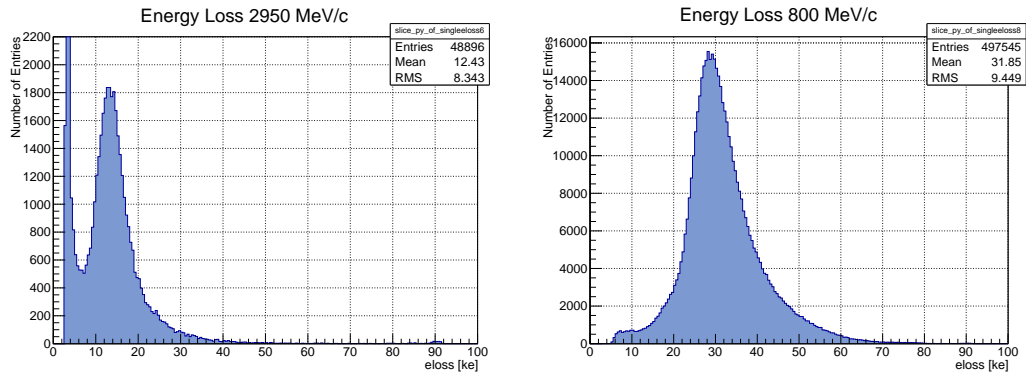


**Abbildung 6.10.:** *Links: CAD-Zeichnung der Trackingstation mit 4 Sensorboxen und je zwei Trigger-Szintillatoren vorn und hinten. Rechts: Ein Sensormodul in einer der Boxen bei einer Strahlzeit an COSY.*

#### 6.3.1. Energieverlust

Es wurden Messungen mit Protonimpulsen von  $800 \text{ MeV}/c$  und  $2950 \text{ MeV}/c$  durchgeführt. Bei einem Impuls von  $2950 \text{ MeV}/c$  ist nach Gleichung 3.3 der wahrscheinlichste Wert für den Energieverlust für  $285 \mu\text{m}$  Silizium  $75 \text{ keV}$ . Bei einer Anregungsenergie von  $3,67 \text{ eV}$  pro Elektron-Loch-Paar entspricht dies  $20\,400$  Elektronen. In Abbildung 6.11 (links) lässt sich ein Wert von  $16\,000 \text{ e}$  ablesen. Die Umrechnung von ADC-Werten in Ladung erfolgte allein auf Basis der internen Kalibrierung. Nimmt man für diese eine systematische Abweichung von  $40\%$  an (siehe Abschnitt 3.9), so ergibt sich ein korrigierter Wert von  $19\,600 \text{ e}$ .

Für Protonen mit einem Impuls von  $800 \text{ MeV}/c$  ist die Grenze der Gültigkeit von Gleichung 3.3 erreicht. Ein Fit ergibt hier einen wahrscheinlichsten Wert von



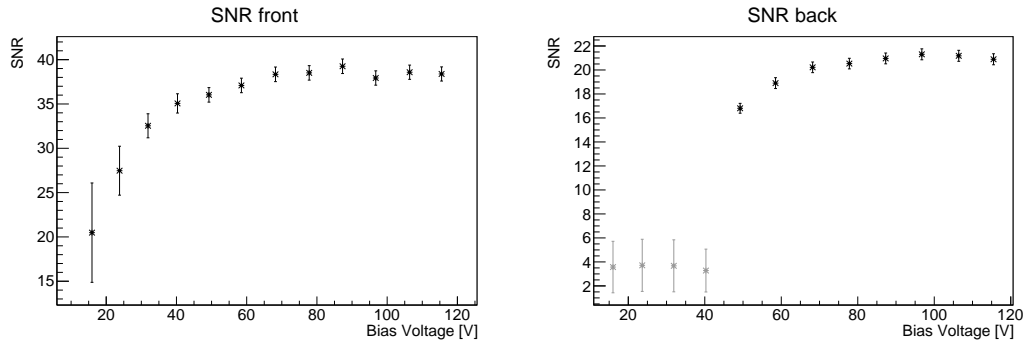
**Abbildung 6.11.:** Energieverlustmessung für Protonen an COSY. **Links:** Energieverlust bei einem Impuls von 2950 MeV/c. **Rechts:** Energieverlust bei einem Impuls von 800 MeV/c. Der Energieverlust beim niedrigeren Impuls ist erwartungsgemäß fast doppelt so hoch.

28 000  $e$  unkorrigiert bzw. 40 000  $e$  korrigiert. Aus Gleichung 3.3 ergibt sich ein Wert von  $\Delta_{\text{MPV}} = 149,4 \text{ keV}$ , was 40 700  $e$  entspricht.

### 6.3.2. Depletion und Rauschen

Mit einem identischen Sensor, aber einer anderen, in [Kra12] beschriebenen Ausleseplatine, wurden bei einem Protonimpuls von 2950 MeV/c Messungen bei verschiedenen Depletionsspannungen durchgeführt. Bei einem unterdepletierten Sensor trägt nicht das ganze Volumen des Sensors, sondern nur der depletierte Teil zum Signal bei. Es ist deshalb zu erwarten, dass die Signalhöhe geringer ist und mit steigender Sperrspannung ansteigt, bis bei vollständiger Depletion ein Plateau erreicht wird. Außerdem erfolgt die Depletion von der  $p$ -Seite (Abbildung 3.5), so dass erst bei vollständiger Depletion ein Signal auf der  $n$ -Seite zu erwarten ist. In Abbildung 6.12 ist das Signal-Rausch-Verhältnis gegen die Depletionsspannung aufgetragen, wobei jeweils der wahrscheinlichste Wert für die gesamte Clusterladung verwendet wurde. Es handelt sich also nicht um das Signal-Rausch-Verhältnis eines einzelnen Streifen, wenn sich die Ladung auf mehrere Streifen verteilt.

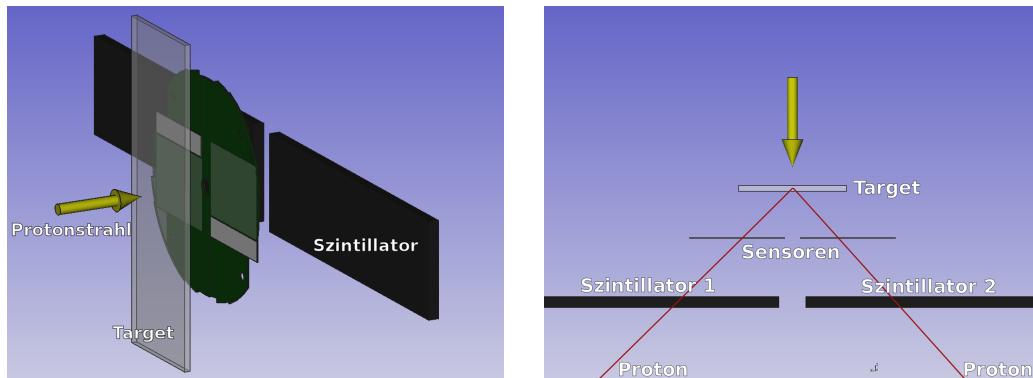
Man erkennt, dass der Sensor bei etwa 50 V vollständig depletiert ist. Bis 70 V wächst die Signalhöhe noch an, so dass ein Betrieb im Bereich zwischen 70 V und 100 V erfolgen sollte. Für Sensoren aus verschiedenen Wafern können sich unterschiedliche Werte für die Depletionsspannung ergeben, so dass diese Messung für alle verwendeten Sensoren erfolgen sollte, um eine vollständige Depletion im Experiment zu gewährleisten.



**Abbildung 6.12.:** Signal-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit von der Depletionsspannung. Die p-Seite (links) erzeugt auch bei einem nur teilweise depletierten Sensor ein Signal, die n-Seite (rechts) dagegen erst bei voller Depletion. Entsprechend lässt sich bei nicht vollständig depletiertem Sensor kein korrektes Signal-Rausch-Verhältnis für die Rückseite ermitteln (graue Messpunkte).

### 6.3.3. Elastische Streuung von Protonen

Die Anordnung von zwei Sensoren nebeneinander auf einer Platine eignet sich, um damit die Streuung von Protonen an einem Target direkt vor der Sensor-Platine zu untersuchen. Der schematische Aufbau dazu ist in Abbildung 6.13 zu sehen. Als Target wurde eine 2 mm dicke Platte aus Kunststoff (Polyoxymethylen,  $(\text{CH}_2\text{O})_n$ ) verwendet, die freie Protonen in Form der Wasserstoffatome enthält. Hinter der Sensorplatte wurden zwei Szintillatoren aufgestellt und auf koinzidente Signale aus beiden Szintillatoren getriggert.



**Abbildung 6.13.:** Aufbau der Streumessung an COSY. **Links:** Perspektivische Ansicht von vorne rechts. **Rechts:** Ansicht von oben, mit beispielhaften Spuren von Protonen eines elastischen Streuprozesses.

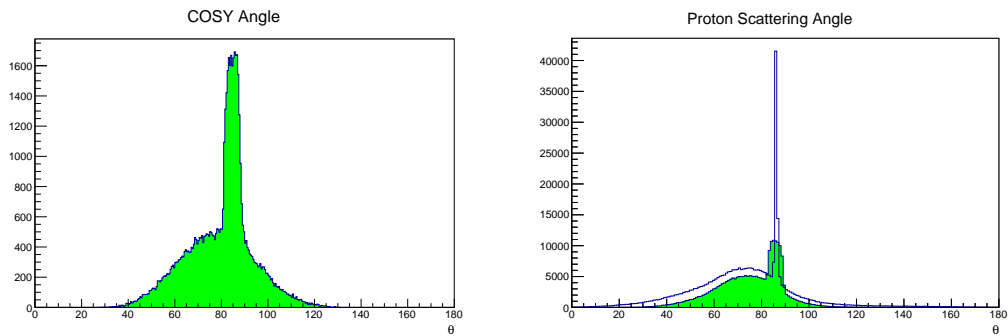
Da der Protonenstrahl einen Durchmesser von mehreren Zentimetern hatte, wurde zur Bestimmung des primären Streuvertex ein zweiter Silizium-Streifen-Sensor 15,5 cm davor platziert. Dieser Sensor hat einen Streifenabstand von 50  $\mu\text{m}$ , einen Stereowinkel von  $90^\circ$  und eine sensitive Fläche von  $1,92 \times 1,92 \text{ cm}^2$  [Krü09, Koo09, Zau13].

Nach Bestimmung der relativen Positionen beider Sensoren unter Verwendung der ungestreuten Protonen und unter der Annahme eines parallelen Strahls (geringe Divergenz der extrahierten Protonen) lässt sich der Auftreffpunkt des Protons im Target bestimmen. In einer zweiten Messung wurde ein weiterer Sensor vor dem Target platziert, wodurch zusätzlich die Divergenz des Protonenstrahls kompensiert und damit die Position des Primärvertex noch genauer bestimmt werden kann. Für die Messung des Streuwinkels wird dabei die Unsicherheit in der Bestimmung der z-Koordinate des Streuvertex, die sich aus der Dicke des Targets von 2 mm ergibt, dominant.

Bei der elastischen Streuung von Protonen mit einem Impuls von  $800 \text{ MeV}/c$  an ruhenden Protonen im Target ist der Streuwinkel im Schwerpunktsystem  $180^\circ$ , im Laborsystem gilt

$$\theta = \cos^{-1} \frac{T}{4m_p + T} = 85,8^\circ$$

mit der kinetischen Energie  $T$  des einlaufenden Protons. Abbildung 6.14 zeigt die Verteilung der gemessenen Streuwinkel. Es ergibt sich ein deutlich sichtba-



**Abbildung 6.14.:** Verteilung der Streuwinkel von Protonen mit einem Impuls von  $800 \text{ MeV}/c$ . **Links:** Gemessene Winkelverteilung an COSY. **Rechts:** Simulation mit GEANT4, Rekonstruierte Winkelverteilung in grün, in blau die tatsächlichen Winkel bei Verlassen des Targets.

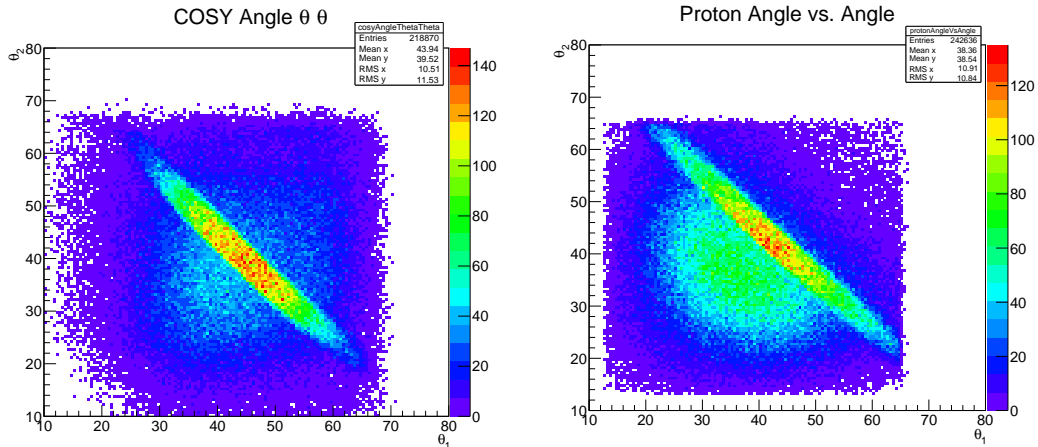
re Überhöhung bei einem Winkel von etwa  $85^\circ$ , wobei die Breite von  $6,5^\circ$  eine Folge der Targetdicke von 2 mm ist; für den Abstand zwischen Targetmitte und Sensor von 17,5 mm ergibt sich nämlich bei symmetrischer Streuung ( $\theta_1 = \theta_2$ ) für Primärvertices an vorderer und hinterer Kante des Targets für die ermittelten

Streuwinkel (unter Annahme der Streuung in Targetmitte)

$$\begin{aligned}\theta_v &= 2 \tan^{-1} \left( \frac{18,5}{17,5} \tan \frac{\theta}{2} \right) = 89,0^\circ \\ \theta_h &= 2 \tan^{-1} \left( \frac{16,5}{17,5} \tan \frac{\theta}{2} \right) = 82,5^\circ.\end{aligned}\tag{6.3}$$

Eine Simulation des Streuexperiments wurde in GEANT4 [Ago03] implementiert. Dazu wurde jeweils ein primäres Proton mit einem Impuls von 800 MeV/c simuliert, das auf ein Target aus Kunststoff im Abstand von 17,5 mm zu der Sensorscheibe trifft. Hinter den beiden Streifensensoren wurden zwei Szintillatoren angeordnet, und es wurden nur solche Ereignisse gespeichert, bei denen in beiden Szintillatoren ein geladenes Teilchen registriert wurde.

Aus den in der Simulation getroffenen Streifen wurde der Streuwinkel unter Annahme eines Primärvertexes in der Mitte des Targets rekonstruiert. Zusätzlich wurden die tatsächlichen Winkel (*Monte Carlo Truth*) der Protonen bei Verlassen des Targets gespeichert. In Abbildung 6.14 sind die rekonstruierten (grün) und simulierten (blau) Winkel der Protonen aufgetragen. Die Breite des elastischen Peaks entspricht dem gemessenen Wert. In Abbildung 6.15 ist darüber hinaus die Streuwinkelverteilung der beiden rekonstruierten Protonen dargestellt. Die elastisch gestreuten Protonen bilden dabei eine Diagonale von links oben nach rechts unten, während der inelastische Untergrund aufgrund der Geometrie ein Maximum bei jeweils  $45^\circ$  zeigt. Die Simulation mit GEANT4 steht dazu in guter Übereinstimmung.



**Abbildung 6.15.:** Winkelverteilung der gestreuten Photonen zur Strahlachse bei 800 MeV/c, wobei der Streuwinkel des ersten gegen den des zweiten Protons aufgetragen wurde. **Links:** Gemessene Winkelverteilung an COSY. **Rechts:** Simulation mit GEANT4.





## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde ein Detektorsystem entwickelt, bestehend aus Silizium-Streifen-Sensoren und einem Kohlenstoff-Analysator, um die Polarisierung von Rückstoßprotonen bei Photoproduktion von Mesonen am Nukleon an BGO-OD zu bestimmen. Dabei wurde ein komplettes Auslesesystem aufgebaut, bestehend aus einer Platine, die die Sensoren aufnimmt und mit APV25-Frontends bestückt wird, einer Platine zur Erzeugung der Versorgungsspannungen und Durchleitung der Signale sowie einem VME-basierten System zur Digitalisierung und Verarbeitung der Daten durch FPGAs.

Mit diesem Auslesesystem wurden erste Messungen durchgeführt, sowohl im Labor mit radioaktiven Quellen als auch an verschiedenen Beschleunigern, insbesondere an COSY in Jülich mit Protonen unterschiedlicher Impulse, wobei die elastische Streuung an einem Target nachgewiesen werden konnte.

Weiterhin wurden Simulationen durchgeführt, um unter anderem die zu erwartende Asymmetrie in Abhängigkeit von Analysatordicke und Protonenenergie zu bestimmen. Es zeigt sich, dass eine Gesamtasymmetrie im einstelligen Prozentbereich bei vollständig polarisierten Protonenstrahl zu erwarten ist, woraus sich eine Abschätzung der benötigten Messzeit ergibt.

Darüber hinaus kann der entwickelte Aufbau durch Entfernen des Analysators als zusätzlicher Spurdetektor verwendet werden, wodurch sich die Vertexauflösung des Gesamtsystems verbessert.

Als nächster Schritt steht die mechanische Integration des Detektors in den BGO-OD-Aufbau aus. Dazu muss ein mechanisch stabiles Haltesystem entwickelt werden, das die Sensor-Platinen mit möglichst geringer Materialbelegung hinter dem Target positioniert. Diese sollte lichtdicht abgeschlossen werden können, wobei die Abfuhr der von den Frontends erzeugten Wärme berücksichtigt werden muss.



## A. Simulation

$E_{\text{kin}}$ [MeV]	Dicke [cm]	$P$	Tracks $_{ \theta \geq 0,05}$ [%]	$\epsilon$ [%]	$\epsilon_{ \theta \geq 0,05}$ [%]
100	1	-1	25,5	$-0,5 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,2$
		+1	25,5	$-0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$
	2	-1	41,9	$-3,2 \pm 0,1$	$-3,5 \pm 0,2$
		+1	41,9	$-3,1 \pm 0,1$	$-3,4 \pm 0,2$
200	1	-1	38,2	$-2,7 \pm 0,1$	$-14,4 \pm 0,6$
		+1	38,2	$2,6 \pm 0,1$	$14,8 \pm 0,6$
	2	-1	52,9	$-4,4 \pm 0,1$	$-18,3 \pm 0,5$
		+1	52,9	$4,6 \pm 0,1$	$19,2 \pm 0,5$
	3	-1	63,1	$-5,9 \pm 0,1$	$-18,9 \pm 0,4$
		+1	63,1	$6,2 \pm 0,1$	$21,0 \pm 0,4$
	4	-1	69,7	$-7,3 \pm 0,1$	$-19,3 \pm 0,3$
		+1	69,7	$7,4 \pm 0,1$	$20,9 \pm 0,3$
	5,5	-1	76,6	$-9,4 \pm 0,1$	$-19,7 \pm 0,2$
		+1	76,6	$9,2 \pm 0,1$	$20,5 \pm 0,2$
300	1	-1	45,1	$-1,9 \pm 0,1$	$-18,3 \pm 0,7$
		+1	45,1	$2,1 \pm 0,1$	$17,6 \pm 0,7$
	2	-1	61,7	$-3,4 \pm 0,1$	$-24,4 \pm 0,6$
		+1	61,7	$3,5 \pm 0,1$	$24,1 \pm 0,6$
	3	-1	69,5	$-4,8 \pm 0,1$	$-27,9 \pm 0,5$
		+1	69,5	$4,6 \pm 0,1$	$25,8 \pm 0,5$
	4	-1	74,8	$-5,9 \pm 0,1$	$-28,8 \pm 0,5$
		+1	74,8	$5,6 \pm 0,1$	$27,8 \pm 0,5$
	5,5	-1	80,0	$-7,1 \pm 0,1$	$-29,7 \pm 0,4$
		+1	80,0	$7,3 \pm 0,1$	$29,4 \pm 0,4$
400	1	-1	49,0	$-1,7 \pm 0,1$	$-18,3 \pm 0,7$
		+1	49,0	$1,8 \pm 0,1$	$16,8 \pm 0,7$
	2	-1	65,6	$-3,3 \pm 0,1$	$-24,4 \pm 0,6$
		+1	65,6	$2,7 \pm 0,1$	$21,5 \pm 0,6$
	3	-1	73,3	$-4,0 \pm 0,1$	$-26,5 \pm 0,5$
		+1	73,3	$4,2 \pm 0,1$	$24,7 \pm 0,5$
	4	-1	78,0	$-5,0 \pm 0,1$	$-28,1 \pm 0,5$
		+1	78,0	$5,0 \pm 0,1$	$26,1 \pm 0,5$
	5,5	-1	82,7	$-6,4 \pm 0,1$	$-30,2 \pm 0,4$
		+1	82,7	$6,1 \pm 0,1$	$27,4 \pm 0,4$

**Tabelle A.1.:** Simulation der Streuung von polarisierten Protonen für verschiedene Analysatordicken und Protonenergien. Die vierte Spalte gibt den Anteil der Spuren an den rekonstruierten Spuren mit  $\theta \geq 0,05$  an, deren Monte-Carlo-Truth ebenfalls  $\theta \geq 0,05$  ist. In der fünften Spalte ist die ermittelte Asymmetrie für alle rekonstruierten Spuren angegeben, in der sechsten die Asymmetrie für Spuren mit  $\theta \geq 0,05$ .

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Confinement . . . . .	2
1.2. Starke Kopplungskonstante . . . . .	3
1.3. Baryonen . . . . .	4
1.4. Mesonen . . . . .	4
1.5. Anregungsspektren von Baryonen und Vergleich mit Quarkmodell	5
1.6. Anregungsspektren für Nukleon und $\Delta$ -Resonanz . . . . .	6
1.7. Photoabsorptionsspektrum am Nukleon . . . . .	8
1.8. Existierende Messungen von Polarisationsobservablen . . . . .	10
1.9. Skizze zur LS-Kopplung im Streupotential . . . . .	11
1.10. Analysierstärke nach McNaughton <i>et al.</i> . . . . .	12
1.11. Winkelverteilung bei Streuung von Protonen an Kohlenstoff . . . . .	13
2.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA. . . . .	15
2.2. Das BGO-OD-Experiment. Details siehe Text. . . . .	17
2.3. Tagger schematisch . . . . .	18
2.4. Target . . . . .	19
2.5. MWPC . . . . .	20
2.6. MRPC-Detektor . . . . .	20
2.7. Anordnung der Fasern in MOMO . . . . .	21
2.8. Anordnung der MOMO-Fasern . . . . .	22
2.9. SciFi2 ohne Schutzfolie . . . . .	23
2.10. Magnetfeldkarte des Dipolmagneten von BGO-OD . . . . .	24
2.11. Driftkammern . . . . .	25
3.1. Landauverteilung . . . . .	28
3.2. Energieverlust gegen $\beta\gamma$ . . . . .	29
3.3. pin-Diode . . . . .	31
3.4. Aufbau eines Silizium-Streifen-Sensors . . . . .	32
3.5. Punch-Through-Biasing . . . . .	33
3.6. Rauschen gegen Shapingzeit . . . . .	36
3.7. TOT gegen Shapingzeit . . . . .	37
3.8. Kristalldefekte . . . . .	38
3.9. Äquivalente Strahlenschäden in NIEL . . . . .	39
3.10. Sensor XXX2 . . . . .	40
3.11. $^{226}\text{Ra}$ -Spektrum mit XXX2-Sensor . . . . .	41
3.12. Foto des verwendeten Sensortyps von CiS . . . . .	42

3.13. Schematische Darstellung des Ausgangssignals des APV25 . . . . .	43
3.14. APV25-Ausgangssignal . . . . .	44
3.15. Aufbau des Gesamtdetektors . . . . .	45
3.16. Sensorboard . . . . .	46
3.17. Pitch-Adapter . . . . .	47
4.1. In ROOT implementierte Geometrie des Gesamtdetektors . . . . .	49
4.2. Materialbelegung . . . . .	50
4.3. Materialbelegung gegen $\theta$ . . . . .	51
4.4. Winkelabdeckung Siliziumsensoren und MOMO . . . . .	52
4.5. Winkelverteilung der Rückstoßprotonen aus Phasenraum . . . . .	53
4.6. Simulation des Rekonstruktionsfehlers bei rechteckiger Ladungsverteilung . . . . .	54
4.7. Simulation des Rekonstruktionsfehlers bei gaußförmiger Ladungsverteilung . . . . .	54
4.8. Simulation des Rekonstruktionsfehlers in Abhängigkeit vom Signal-Rausch-Verhältnis . . . . .	55
4.9. Simulation der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit bei Doppeltreffern	56
4.10. Simulation des Rekonstruktionsfehlers in Abhängigkeit vom Streifenabstand . . . . .	56
4.11. Vergleich der Simulation mit Messdaten . . . . .	58
4.12. Vergleich der simulierten $\eta$ -Funktion mit Messdaten . . . . .	59
4.13. Event Viewer . . . . .	61
4.14. Reichweite von Protonen in Kohlenstoff . . . . .	62
4.15. Rekonstruierter gegen simuliertem Streuwinkel . . . . .	62
4.16. Asymmetrie der azimuthalen Streuwinkelverteilung . . . . .	63
4.17. Anzahl rekonstruierter Spuren und rekonstruierte Asymmetrie gegen Analysatordicke . . . . .	64
4.18. POCA . . . . .	65
4.19. Rekonstruierte Vertexposition . . . . .	65
4.20. Simuliertes Bremsstrahlspektrum . . . . .	67
4.21. Simulierte Strahlenbelastung . . . . .	68
5.1. Auswirkung der Phasenverschiebung . . . . .	70
5.2. Auslesesystem Testmessungen . . . . .	74
5.3. Graphische Benutzeroberflächen der Software . . . . .	75
5.4. Schema BGO-OD Auslesesystem . . . . .	76
5.5. Schema Auslesesystem Siliziumdetektoren in BGO-OD . . . . .	77
6.1. Durch FPGA ermittelte Rauschwerte aus simulierten Daten . . . . .	80
6.2. Durch FPGA ermittelte Rauschwerte aus simulierten Daten mit zeitlich veränderlichem Rauschen . . . . .	81
6.3. Durch FPGA ermittelte Signalhöhen aus simulierten Daten . . . . .	81
6.4. Kalibrierung der Frontends . . . . .	82

6.5. Betaspektrum . . . . .	83
6.6. Cluster-Ladung bei Sr-90 . . . . .	84
6.7. Simulation zu Sr-90 . . . . .	84
6.8. Hitmap mit $^{90}\text{Sr}$ . . . . .	85
6.9. Signal-Rausch-Verhältnis für verschiedene Konfigurationen der Front- Ends . . . . .	86
6.10. Trackingstation . . . . .	87
6.11. Energieverlust Protonen von COSY . . . . .	88
6.12. Signal-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit von der Depletionsspan- nung . . . . .	89
6.13. Aufbau COSY . . . . .	89
6.14. Streuwinkelverteilung von Protonen bei 800 MeV/c . . . . .	90
6.15. Streuwinkelverteilung Proton 1 gegen Proton 2 . . . . .	91

# Tabellenverzeichnis

1.1. Eigenschaften der Quarks . . . . .	1
1.2. Multipole . . . . .	7
1.3. Polarisationsobservablen . . . . .	9
4.1. Simulierte Vertexrekonstruktion . . . . .	66
4.2. Simulierte Vertexrekonstruktion unter festen Winkeln . . . . .	67
5.1. Auslesezeit VME-System . . . . .	73
A.1. Simulation der Streuung bei verschiedenen Analysatordicken und Energien . . . . .	95

# Literaturverzeichnis

- [Ago03] S. Agostinelli et al., *Geant4—a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506** (2003), no. 3, 250 – 303.
- [Alb12] Malte Albrecht, *Aufbau und Analyse der Testmessungen des Proto192 elektromagnetischen Kalorimeters*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2012.
- [Alt68] Karl Heinz Althoff et al., *The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn*, Nuclear Instruments and Methods **61** (1968), no. 1, 1–30.
- [Ang04] F. Anghinolfi, P. Jarron, A.N. Martemyanov, E. Usenko, H. Wenninger, M.C.S. Williams und A. Zichichi, *NINO: an ultra-fast and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **533** (2004), no. 1–2, 183 – 187, Proceedings of the Seventh International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.
- [Ani12] A.V. Anisovich, R. Beck, E. Klempt, V.A. Nikonov, A.V. Sarantsev und U. Thoma, *Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis*, The European Physical Journal A **48** (2012), no. 2.
- [Apo09] John Apostolakis et al., *Progress in hadronic physics modelling in Geant4*, Journal of Physics: Conference Series **160** (2009), no. 1, 012073.
- [Arn08] R. Arndt, W. Briscoe, I. Strakovsky und R. Workman, *Partial-wave analysis and baryon spectroscopy*, Eur.Phys.J. **A35** (2008), 311–316.
- [Bec09] Max Becker, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Tracking-Station mit Silizium-Streifen-Detektoren*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Bel83] E. Belau, R. Klanner, G. Lutz, E. Neugebauer, H.J. Seebrunner, A. Wylie, T. Böhringer, L. Hubbeling, P. Weilhammer, J. Kemmer, U. Kötze und M. Riebesell, *Charge collection in silicon strip detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **214** (1983), no. 2–3, 253–260.



- [Bel07] F. Bellemann et al., *Study of the  $pd \rightarrow {}^3\text{He } K^+K^-$  and  $pd \rightarrow {}^3\text{He } \phi$  reactions close to threshold*, Phys.Rev. **C75** (2007), 015204.
- [Bel11] Andreas Bella, *Setup of a Goniometer System for the Production of Linearly Polarised Photons for the BGO-OD Experiment at ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Bet34] H. Bethe und W. Heitler, *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character **146** (1934), no. 856, pp. 83–112.
- [Bia13] Simone Bianco, *Tracking and vertex reconstruction with the PANDA Micro-Vertex-Detector*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Bic88] H. Bichsel, *Straggling in Thin Silicon Detectors*, Rev.Mod.Phys. **60** (1988), 663–699.
- [Bru97] Rene Brun und Fons Rademakers, *ROOT — An object oriented data analysis framework*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **389** (1997), no. 1–2, 81–86, New Computing Techniques in Physics Research V.
- [Brü04] Oliver Sim Brüning, Paul Collier, P Lebrun, Stephen Myers, Ranko Ostojic, John Poole und Paul Proudlock, *LHC Design Report*, CERN, Geneva, 2004.
- [Bö14] Sabine Böse, *Aufbau und Test eines Szintillationsfaser-Detektors für das neue Vorwärtsspektrometer an ELSA*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Cal13] Daniela Calvo et al., *Beam test results of pixel triggerless prototypes for the MVD*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **732** (2013), no. 0, 66 – 69, Vienna Conference on Instrumentation 2013.
- [Cap94] Simon Capstick und Winston Roberts, *Quasi-two-body decays of non-strange baryons*, Phys. Rev. D **49** (1994), 4570–4586.
- [Cap98] Simon Capstick und W. Roberts, *New baryons in the  $\Delta\eta$  and  $\Delta\omega$  channels*, Phys. Rev. D **57** (1998), 4301–4309.
- [Chi97] Wen-Tai Chiang und Frank Tabakin, *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*, Phys.Rev. **C55** (1997), 2054–2066.

- [Chi13] K. Chilikin et al., *Experimental constraints on the spin and parity of the  $Z(4430)^+$* , Phys. Rev. D **88** (2013), 074026.
- [Com90] U.S. NIM Committee, *Standard NIM instrumentation system*, U.S. Dept. of Energy, Office of Energy Research, Office of Health and Environmental Research, 1990.
- [Die11] Gordon Diefenthal, *Testmessungen mit Halbleitersensoren zum Einsatz an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [DR75] A. De Rujula, Howard Georgi und S.L. Glashow, *Hadron Masses in a Gauge Theory*, Phys.Rev. **D12** (1975), 147–162.
- [Dre07] D. Drechsel, S.S. Kamalov und L. Tiator, *Unitary isobar model – MAID2007*, The European Physical Journal A **34** (2007), no. 1, 69–97.
- [Edw11] Robert G. Edwards, Jozef J. Dudek, David G. Richards und Stephen J. Wallace, *Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD*, Phys. Rev. D **84** (2011), 074508.
- [Els09] D. Elsner et al., *Linearly polarised photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in  $\pi^0$  photoproduction off the proton*, The European Physical Journal A **39** (2009), no. 3, 373–381.
- [Fan47] U. Fano, *Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions*, Phys. Rev. **72** (1947), 26–29.
- [Fre12] Torsten Frese, *Insitu field measurement of the Open Dipole magnet at the BGO-OD experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Fri01] M Friedl, *The CMS silicon strip tracker and its electronic readout*, Dissertation, Technische U. Wien, Wien, 2001.
- [Ghi98] F. Ghio, B. Girolami, M. Capogni, L. Casano, L. Ciciani, A. D’Angelo, R. Di Salvo, L. Hu, D. Moricciani, L. Nicoletti, G. Nobili, C. Schaerf, P. Levi Sandri, M. Castoldi, A. Zucchiatti und V. Bellini, *The GRAAL high resolution BGO calorimeter and its energy calibration and monitoring system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **404** (1998), no. 1, 71–86.
- [GM61] Murray Gell-Mann, *The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry*.
- [Gut11] E. Gutz, *Measurement of beam asymmetries in the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$  with the Crystal Barrel/TAPS experiment at ELSA*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.

- [Ham08] Daniel Hammann, *Test und Inbetriebnahme der Prototyp-Driftkammer für das B1-Spektrometer*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Ham14] Daniel Hammann, *The data acquisition for the BGO-OD experiment*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Hei32] W. Heisenberg, *Über den Bau der Atomkerne. I*, Zeitschrift für Physik **77** (1932), no. 1-2, 1–11.
- [Hil00] Wolfgang Hillert, *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Habilitation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Hil06] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei **28** (2006), no. 1, 139–148.
- [Hof01] Markus Hoffmann, *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Hri08] I. Hřivnáčová, *The Geant4 virtual Monte Carlo*, Journal of Physics: Conference Series **119** (2008), no. 3, 032025.
- [I2C00] Philips Semiconductor, *The P<sup>2</sup>C Specification, Version 2.1*, 2000.
- [Isg78] Nathan Isgur und Gabriel Karl, *P*, Phys. Rev. D **18** (1978), 4187–4205.
- [Jah10] R. Jahn, *MOMO Scintillating Fibers Detector*, March 2010, BGO-OD Collaboration Meeting.
- [Jon99] L.L. Jones, M.J. French, Q. Morrissey, A. Neviani, M. Raymond et al., *The APV25 deep submicron readout chip for CMS detectors*, Conf.Proc. **C9909201** (1999), 162–166.
- [Jon01] L. Jones, *APV25-S1: User guide version 2.2*, RAL Microelectronics Design Group, Chilton, 2001.
- [Kan89] K. Kandiah, M. O. Deighton und F. B. Whiting, *A physical model for random telegraph signal currents in semiconductor devices*, Journal of Applied Physics **66** (1989), no. 2, 937–948.
- [Kla11] Fabian Klarner, *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.

- [Koo09] Karsten Koop, *FPGA-basierte Auslese von Silizium-Streifen-Detektoren*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Kra12] Sebastian Krah, *Entwicklung von Testsystemen zur Charakterisierung von Silizium-Streifen-Detektoren*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Krü09] Felix Krüger, *Charakterisierung von Mikrostreifen-Sensormodulen*, Diplomarbeit, TU Dresden, 2009.
- [Lan44] L. Landau, *On the energy loss of fast particles by ionization*, J.Phys.(USSR) **8** (1944), 201–205.
- [Leo94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*, U.S. Government Printing Office, 1994.
- [Lin01] G Lindström et al., *Radiation hard silicon detectors—developments by the RD48 (ROSE) collaboration*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **466** (2001), no. 2, 308 – 326, 4th Int. Symp. on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors.
- [Lut07] G. Lutz, *Semiconductor radiation detectors: Device physics*, Springer Verlag, 2007.
- [Lö01] U. Löring, B.Ch. Metsch und H.R. Petry, *The light-baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces*, The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei **10** (2001), no. 4, 395–446.
- [Mai97] R. Maier, *Cooler synchrotron COSY — Performance and perspectives*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **390** (1997), no. 1–2, 1 – 8.
- [Mat07] R. D. Matheus, S. Narison, M. Nielsen und J.-M. Richard, *Can the  $X(3872)$  be a  $1^{++}$  four-quark state?*, Phys. Rev. D **75** (2007), 014005.
- [McN85] MW McNaughton, BE Bonner, H Ohnuma, OB Van Dijk, Sun Tsu-Hsun, CL Hollas, DJ Cremans, KH McNaughton, PJ Riley, RF Rodebaugh et al., *The pC analyzing power between 100 and 750 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **241** (1985), no. 2, 435–440.
- [Mei13] Peter Meiß, *The Time Of Flight Spectrometer of the BGO-OD Experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.

- [Mer10] Marius C. Mertens, *Der PANDA Mikro Vertex Detektor: Entwicklung eines Labormesssystems, Simulation der MVD-Betriebsparameter sowie Untersuchungen zur Auflösung der Breite des  $D_{s0}^*$  (2317)*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum, 2010.
- [Nyq28] H. Nyquist, *Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors*, Phys. Rev. **32** (1928), 110–113.
- [Ols59] Haakon Olsen und L. C. Maximon, *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*, Phys. Rev. **114** (1959), 887–904.
- [PDG12] Beringer, J. et.al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86** (2012), 010001.
- [Peh68] R.H. Pehl, F.S. Goulding, D.A. Landis und M. Lenzlinger, *Accurate determination of the ionization energy in semiconductor detectors*, Nuclear Instruments and Methods **59** (1968), no. 1, 45 – 55.
- [Pos00] Thomas Pospischil, *Aufbau und Inbetriebnahme eines Protonen-Polarimeters an MAMI und Messung der Proton-Polarisation in der Reaktion  $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$  in paralleler Kinematik im Bereich der  $\Delta(1232)$ -Resonanz*, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2000.
- [Pos02] Th. Pospischil et al., *The focal plane proton-polarimeter for the 3-spectrometer setup at MAMI*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **483** (2002), no. 3, 713 – 725.
- [Ran82] RD Ransome, CL Hollas, PJ Riley, BE Bonner, WD Cornelius, OB Van Dyck, EW Hoffman, MW McNaughton, RL York, SA Wood et al., *Measurement of the  $pC$  analyzing power between 100 and 750 MeV and the  $p$ -Be analyzing power at 780 MeV*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **201** (1982), no. 2, 315–321.
- [SAI] *SAID Datenbank*, <http://gwdac.phys.gwu.edu>, abgerufen 30.6.2014.
- [San09] A.M. Sandorfi, S. Hoblit, H. Kamano und T.-S.H. Lee, *Calculations of Polarization Observables in Pseudoscalar Meson Photo-production Reactions*.
- [Sie10] Georg Siebke, *Design of the BGO-OD Tagging System and Test of a Detector Prototype*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [Ulb05] Kay Ulbrich, *Analysierstärke und Spinkorrelationsparameter der elastischen Proton-Proton-Streuung im Energiebereich von 0,5 bis 2,5 GeV*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.

- [Vas98] A. Vasilescu, *Fluence normalization based on the NIEL scaling hypothesis*, Proceedings of the 3rd ROSE Workshop on Radiation Hardening of Silicon Detectors (DESY Hamburg, Germany), February 12—14 1998, DESY-PROCEEDINGS-1998-02.
- [Vas00] A. Vasilescu und G. Lindström, *Displacement damage in silicon*, on-line compilation, August 2000, <http://rd50.web.cern.ch/rd50/NIEL/>.
- [Xil06] Xilinx Inc., *Using Digital Clock Managers (DCMs) in Spartan-3 FPGAs*, January 2006.
- [Xil08] Xilinx Inc., *Spartan-3 FPGA Data Sheet*, June 2008.
- [Zau13] H.-G. Zaunick, *Developments toward a Silicon Strip Tracker for the PANDA Experiment*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Zeb96] E Cerron Zeballos, I Crotty, D Hatzifotiadou, J Lamas Valverde, S Neupane, M.C.S Williams und A Zichichi, *A new type of resistive plate chamber: The multigap {RPC}*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **374** (1996), no. 1, 132 – 135.
- [Zim12] Thomas Zimmermann, *Photon Flux Monitor for the BGO-OD experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Zim14] Thomas Zimmermann, *Measurement of the polarization of the electron beam at the BGO-OD experiment with a Møller polarimeter*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.